ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 10 NOVEMBRE 1952.

PRÉSIDENCE DE M. ALBERT CAQUOT.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. **ARNAUD DENJOY** s'exprime en ces termes :

Hier, 9 novembre, a eu lieu à Auxerre, ville natale de JOSEPH FOURIER, de l'Académie française, Secrétaire perpétuel de l'Académie des sciences, l'inauguration d'un médaillon à son effigie, apposé sur la façade de la Mairie. Avant la seconde guerre mondiale, une imposante statue de bronze perpétuait sur une place publique de cette ville le souvenir de Fourier. Le monument fut réquisitionné par les Allemands pour la fonte.

La Cérémonie était honorée de la présence de M. JEAN MOREAU, Secrétaire d'État au Budget, Député-maire d'Auxerre, et de M. ANDRÉ CORNU, Secrétaire d'État aux Beaux-Arts. L'Académie des sciences, invitée à se faire représenter à cette commémoration, avait bien voulu me désigner à cette fin. Notre Confrère, M. CHARLES LAUBRY, y assistait également.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Oxydation du d-méthoéthylheptanonolide par l'acide nitrique.* Note de MM. **MARCEL DELÉPINE** et **MARIUS BADOCHE**.

Les acides homoterpénylique et térébique résultant de l'oxydation de dérivés terpéniques divers ont toujours été décrits sans mention d'activité optique. En oxydant le *d*-méthoéthylheptanonolide par l'acide nitrique, nous les avons obtenus optiquement actifs. Il en découle quelques conséquences intéressantes sur le processus d'oxydation.

Nous avons entrepris l'oxydation du *d*-méthoéthylheptanonolide (que nous appellerons parfois *d*-cétolide) avec l'espoir qu'elle nous conduirait à l'obtention d'acides optiquement actifs et que nous ajouterions ainsi un cas de plus au fait que d'un pinène actif on peut aboutir à des antipodes. En effet, l'un de nous [1] a montré que, suivant le chemin suivi grâce à des réactions appro-

---

[1] M. DELÉPINE, *Comptes rendus*, 179, 1924, p. 980; *Bull. Soc. Chim.*, (4), 35, 1924, p. 1655. Autre exemple : obtention des deux carvones antipodes avec un même pinène; *Bull. Soc. Chim.* (5), 4, 1937, p. 1669.

priées, on peut, par exemple, avec du *d*-pinène arriver aux deux méthoéthylheptanonolides inverses optiques. Si donc l'oxydation d'un de ces solides conduit à des acides actifs, il s'en déduira qu'un pinène est ainsi chef de file d'acides antipodes. Entre parenthèses, cela montre qu'en tels cas on ne saurait prendre en considération la notation usitée surtout en chimie biologique qui rattache un corps actif donné à une substance primordiale affectée d'un signe D ou L, puis d'un autre + ou — en relation avec le pouvoir rotatoire.

Avant de décrire les résultats obtenus par oxydation nitrique du *d*-méthoéthylheptanonolide, rappelons les constantes dominantes des trois acides : homoterpénylique, terpénylique et térébique qui en dérivent en faisant observer d'abord qu'à notre connaissance, l'oxydation de ce *d*-cétolide ne comportait avant nous ni l'obtention d'acide térébique actif, ni celle de la présence de l'acide homoterpénylique.

```
1      2     3     4     5    6     7
CH3.CO.CH2.CH2.CH.CH2.CO
                |     |
        (CH3)2C——————O
```
d-méthoéthylheptanonolide $C_{10}H_{16}O_3$, F 47°; $[\alpha]_D$ +59°
Racémique F 63-65°

```
CO2H.CH2.CH2.CH.CH2.CO
              |     |
      (CH3)2C——————O
```
Acide *d*-homoterpénylique $C_9H_{14}O_4$, F 102°; $[\alpha]_D$ + 60°,5. Racémique F 100-103°.

```
CO2H.CH2.CH.CH2.CO
          |     |
  (CH3)2C——————O
```
Acide terpénylique $C_8H_{12}O_4$, F 89°; hydraté F 56°.
Inactif.

```
CO2H.CH.CH2.CO
      |     |
(CH3)2C————O
```
Acide *l*-térébique $C_7H_{10}O_4$, F 205°; $[\alpha]_D$ — 13°,5.
Racémique F 174°.

Les pouvoirs rotatoires mentionnés sont ceux observés dans l'acétone aux concentrations de 0,03 à 0,035.

On pourrait imaginer que les atomes 2, 3 et 4 du cétolide se transforment en carboxyles après ablation progressive des atomes 1, 2 et 3. Le fait que l'acide terpénylique est inactif, en tant qu'olide de l'acide appelé diaterpénylique doué d'un plan de symétrie, interdit que l'acide térébique qui est actif puisse lui succéder par une oxydation plus avancée.

```
CO2H.CH2.CH.CH2.CO2H
          |
      H3C.C.CH3
          |
          OH
```
Acide diaterpénylique.

Par l'usage d'un cétolide actif qui conduit à un acide térébique actif, nous sommes en mesure d'affirmer que l'oxydation nitrique a porté d'emblée sur le carbone 4, car il serait invraisemblable que la fonction olide de l'acide terpé-

nylique persistât sans s'ouvrir si peu que ce soit au cours de l'oxydation qui dure plusieurs heures. D'ailleurs, étant rigoureusement inactif l'acide terpénylique que nous avons obtenu ne peut être un terme intermédiaire.

Des conclusions aussi fermes eussent été impossibles si l'on était parti du cétolide racémique.

Nous ne pouvons, faute de place, rapporter qu'un petit nombre d'expériences antérieures aux nôtres.

Le *d*-cétolide que nous avons utilisé a été préparé avec de l'acide *d*-pinonique pur issu du *d*-pinène; il a été oxydé par l'acide nitrique suivant le procédé que Locquin a utilisé pour le cétolide inactif (²), sauf qu'à la fin au lieu d'évaporer l'acide nitrique (employé en assez fort excès) sur le bain-marie, nous avons concentré le produit de l'attaque à consistance de sirop par distillation sous la pression réduite de 30 mm de Hg. A ce résidu il fut ajouté, pour un départ de 33 g de cétolide et de 275 cm^3 d'acide nitrique à 40° Bé, 30 g d'eau distillée; il en est résulté une première cristallisation d'acide térébique. L'eau-mère évaporée au bain-marie fut reprise par 30 cm^3 d'eau et la solution réévaporée en répétant l'opération plusieurs fois pour bien chasser l'acide nitrique. Chaque fois que le résidu voulut bien cristalliser on en retira le nouvel acide térébique. Une cristallisation finale dans 10 parties d'eau bouillante de l'ensemble des cristaux obtenus donna environ 6 g d'acide térébique pur, actif, cristallisant en fines paillettes carrées ou rectangulaires, fusibles à 201-205°, solubles dans 130 parties d'eau à 22°. Pouvoir rotatoire : $[\alpha]_D = -13°,5$ (acétone C = 0,03); $[\alpha]_D = -45°$ (sel monosodique dissous dans l'eau par CO_3Na_2, C = 0,025); $[\alpha]_D = +7°,5$ (sel disodique dans l'eau, avec 2 mol. HONa; C = 0,025). Le temps de passage au sel disodique de l'acide diatérébique par HONa est très faible, sans doute moindre que celui de préparer la solution pour le polarimètre; un excès de soude à chaud ne modifie pas le pouvoir rotatoire. On notera le changement de signe et les variations de la rotation avec l'alcalinisation par la soude.

C'est ici le lieu de rappeler que c'est seulement assez récemment qu'Arne Fredga (³) a décrit les acides térébiques actifs, obtenus par synthèse. Nous avons retrouvé pour ainsi dire exactement le pouvoir rotatoire qu'il indique $[\alpha]_D = \pm 13°,1$ (acétone), ainsi que le point de fusion 201-205°.

Il est probable que W. Hückel et F. Nerdel (⁴) ont eu cet acide entre les mains, car ils décrivent un acide térébique F 199-201° (obtenu avec un cétolide F 39°), alors que l'acide racémique fond à 174°. Mais ils n'ont mentionné aucun pouvoir rotatoire, ni commenté la différence des points de fusion.

(²) *Bull. Soc. Chim.*, 13, 1913, (4), p. 167. Avec bibliographie.
(³) Särtryck *ur Svenske Papperstidnig*, 50, 1947, 11 B.
(⁴) *Ann. der Chemie*, 528, 1937, p. 57.

Au surplus, Fredga rapporte dans son Mémoire de 1947 que par oxydation des principes naturels on a toujours eu un acide térébique inactif.

Lors de son travail sur l'oxydation du méthoéthylheptanonolide, Locquin ne signale que l'obtention des acides térébique et terpénylique. Notre résidu visqueux, privé le plus possible d'acide térébique, aurait donc dû être constitué par de l'acide terpénylique avec un peu d'acide térébique, c'est-à-dire être lévogyre, puisque l'acide térébique qui pouvait y rester est lévogyre et que l'acide terpénylique est dénué de pouvoir rotatoire. Or il était nettement dextrogyre, ce qui impliquait la présence d'une substance autre que les précédentes.

Comme ce résidu s'est montré incristallisable, nous avons soumis à la chromatographie sur alumine la solution benzénique obtenue en l'épuisant par 100 fois son poids de benzène bouillant; cette solution abandonna sensiblement tout son contenu sur l'alumine; on suivait la marche de l'adsorption par éclairage à la lumière de Wood, l'alumine ayant été chargée d'un peu de morin (pentahydroxyflavone). Une première élution avec benzène 9 p. et acétate d'éthyle 1 p. donna immédiatement après évaporation un résidu cristallin ayant $[\alpha]_D + 35^\circ$ (acétone, C 0,032); l'acétate d'éthyle en donna un autre également cristallisé. En chromatographiant deux ou trois fois ces cristaux, on obtint finalement par cristallisation dans 9 p. d'un mélange de benzène et de cyclohexane 2 g de fines aiguilles F 102° qui sont l'acide *d*-homoterpénylique $C_9H_{14}O_4$.

Analyse. — Trouvé % : C, 58,2; 58,2; H, 7,65; 7,58. Calculé % C, 58,03; H, 7,58. P.M. trouvé 188; calculé 186.

Les pouvoirs rotatoires ont été les suivants : $[\alpha]_D + 60^\circ,5$ (acétone, C 0,032); $+ 59^\circ$ (eau, sel monosodique avec CO_3Na_2); $+ 21^\circ$ (eau, sel disodique par ouverture de la fonction lactone avec HONa; C = 0,025). Le chauffage de la solution du sel disodique n'en a pas modifié le pouvoir rotatoire, ce qui montre que la fonction lactone s'ouvre rapidement par l'alcali et que les chauffages prolongés souvent prescrits pour l'hydrolyse sont inutiles dans ce cas, ce que l'emploi de substances actives permet de juger avec sûreté.

L'alumine dont l'acétate d'éthyle avait enlevé l'acide homoterpénylique fut ensuite éluée par de l'eau distillée chaude. C'est de cet éluat que fut alors retiré l'acide terpénylique. Il ne cristallisa d'abord qu'après plusieurs semaines, mais avec une amorce ce ne fut qu'une question d'heures. Après deux cristallisations il se présenta absolument inactif, avec les points de fusion connus : soit pour l'hydrate à 1 OH_2 54°, et pour l'acide anhydre à 89° (fusions instantanées au bloc). Il a été vérifié que le mélange de ces acides avec des échantillons provenant de l'oxydation permanganique du cétolide racémique selon Wallach [5] ne donnait aucune dépression des points de fusion.

---

[5] *Ann. der Chem.*, 277, 1893, p. 118.

NEUROLOGIE. — *Les lésions du système nerveux central dans l'intoxication par le phosphate tri-o-crésylique.* Note de MM. **Georges Guillain, Ivan Bertrand** et Mme **Jean Godet-Guillain**.

Durant la Guerre européenne, à une époque où l'huile alimentaire était rationnée ou même faisait défaut, des personnes ont utilisé pour la préparation des aliments des huiles industrielles contenant du phosphate tri-*o*-crésylique. Dans de nombreuses industries (usines de guerre, usines d'aviation, fabriques de vernis et de peintures), on ajoute parfois du phosphate tri-*o*-crésylique aux huiles naturelles en raison de propriétés chimiques de ce corps. L'ingestion de ces huiles contenant du phosphate tri-*o*-crésylique a provoqué des intoxications signalées en France, en Allemagne et dans d'autres pays. Nous-mêmes, en 1944, avec P. Mollaret [1], à l'Académie de Médecine, avons attiré l'attention sur ces faits, ayant observé, à la Clinique Neurologique de la Salpêtrière, 12 cas d'intoxication par les huiles contenant du phosphate tri-*o*-crésylique. Ces intoxications se traduisent par des troubles intestinaux initiaux, puis, après un délai de deux à trois semaines, par des phénomènes paralytiques des membres inférieurs et supérieurs avec des amyotrophies. Ces paralysies ont été considérées par tous les auteurs comme étant la conséquence de lésions des nerfs périphériques. Toutefois, avec P. Mollaret, en nous basant sur certains symptômes cliniques (exagération des réflexes tendineux, signes d'atteinte des voies pyramidales, aspect tardif d'une sclérose latérale amyotrophique), nous avons spécifié qu'en plus de lésions des nerfs périphériques, il devait exister des lésions du système nerveux central. Nous pouvons, dans cette Note, en apporter la démonstration, car un de nos malades atteint d'une intoxication par le phosphate tri-*o*-crésylique est décédé, un an après le début de cette intoxication, à la suite d'une maladie accidentelle (obstruction intestinale par tumeur du cæcum); l'examen méthodique de l'axe nerveux nous a permis de constater des lésions qui, à notre connaissance, n'ont pas été antérieurement mentionnées.

Les lésions siègent au niveau des nerfs périphériques, de la moelle épinière, du tronc cérébral et de l'encéphale :

1° Les lésions polynévritiques sont très accentuées. Les diverses techniques de coloration de la myéline et des cylindraxes montrent la disparition des tubes nerveux qu'on peut évaluer au quart du contingent global. La méthode de Loyez décèle l'existence de gaines myéliniques moniliformes ou tronçonnées, parfois atrophiées. L'imprégnation des cylin-

(1) G. Guillain et P. Mollaret, *Bull. Acad. Médecine*, 128, 1944, p. 99-116.

draxes révèle une extension lésionnelle plus considérable au niveau de l'élément neurofibrillaire que de la gaine elle-même. Les dégénérescences évoluent sur un mode relativement lent et ne s'accompagnent pas d'une mobilisation notable de macrophages.

2° Au niveau de la moelle, les lésions de polynévrite entraînent des figures de dégénérescences rétrogrades. L'atteinte profonde des cellules radiculaires se manifeste par une certaine raréfaction, des atrophies et une hyperchromatose protoplasmique. Ces lésions sont si intenses qu'elles déterminent une atrophie manifeste de toute la corne antérieure de la moelle, réalisant un aspect « en cupule », souvent signalée dans la polio-myélite chronique ou la sclérose latérale amyotrophique. Au point de vue myélinique, la moelle ne présente aucune atteinte diffuse ou systématisée; la voie pyramidale et les cordons postérieurs sont indemnes.

3° Sur toute la hauteur du tronc cérébral, on observe des lésions dégénératives neuroganglionnaires assez discrètes, ne s'accompagnant pas de satellitose. Les olives bulbaires, si fragiles vis-à-vis des divers processus toxiques, sont ici peu touchées. Le noyau dentelé du cervelet présente quelques lésions cellulaires et un léger état spongieux.

4° Au niveau des hémisphères cérébraux, les lésions atteignent leur maximum. Déjà l'examen macroscopique montre un double ramollissement du noyau lenticulaire portant sur le segment externe du globus pallidus; ces ramollissements sont d'ailleurs limités, bien visibles sur les préparations myéliniques et renferment encore des corps granuleux dans leur partie centrale.

Il existe dans toute l'étendue des globus pallidus des dégénérescences myéliniques multiples avec état moliniforme et fragmentation des gaines. Sur les préparations avec la méthode de Nissl, les lésions neuroganglionnaires sont intenses et s'accompagnent d'une réaction gliale; la macroglie, en particulier, souvent tuméfiée et bulleuse rappelle les cellules géantes du type I d'Alzheimer. Les vaisseaux de la région ne présentent ni endartérite, ni calcification, mais on observe de nombreuses concrétions sphériques fortement basophiles, dispersées en chapelet, en rapport plus ou moins étroit avec l'adventice vasculaire. Ces infiltrats qui, par leur morphologie, rappellent le « Pseudokalk » des auteurs allemands sont strictement limités au globus pallidus.

On trouve dans le putamen une atteinte neuroglanglionnaire manifeste avec tuméfaction protoplasmique et margination nucléaire. La plupart des éléments de la glie commune sont fortement chargés de débris lipo-pigmentaires colorés en vert par la méthode de Nissl.

Au niveau de l'écorce cérébrale, et tout particulièrement dans la région frontale, on constate un état spongieux; il s'agit d'une fonte bulleuse du parenchyme nerveux, réalisant un aspect finement micropolykystique

par accolement successif des différentes cavités. Le contenu de ces bulles apparaît optiquement vide. L'état spongieux se localise tout particulièrement à la limite de la substance grise et de la substance blanche, s'accompagnant de dégénérescences myéliniques et neuroganglionnaires importantes. Ces aspects reproduisent très exactement ceux que l'on trouve dans les dégénérescences hépato-lenticulaires. Nous signalerons encore la présence fréquente, dans toute la corticalité, de volumineux éléments gliaux déjà remarqués au niveau du pallidus, mais dont le volume n'atteint pas celui de la glie monstrueuse d'Alzheimer.

Les gaines de Virchow-Robin sont légèrement distendues dans toute la corticalité, sans réaction de périvascularite; cette distension des gaines est vraisemblablement en rapport avec une certaine atrophie parenchymateuse, résultant de la disparition de nombreux éléments neuroganglionnaires.

Cet examen anatomo-pathologique de l'ensemble du système nerveux dans un cas d'intoxication par le phosphate tri-*o*-crésylique nous permet de conclure que les lésions sont loin d'être strictement d'ordre polynévritique; l'atteinte de tout le névraxe apparaît certaine et porte spécialement sur le globus pallidus et le cortex cérébral.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Sur une bactérie productrice d'acide gluconique.*

Note de M. **Maurice Lemoigne** et Mme **Madeleine Croson**.

Nous avons décrit une bactérie aérobie stricte, isolée du sol, et qui se développe abondamment dans un milieu minéral ne contenant comme aliment azoté qu'un nitrate ou un sel ammoniacal, et comme aliment carboné que du 2.3-butanediol [1]. Cette bactérie que nous appelons provisoirement *Neisseria winogradskyi* n'exige dans ces conditions ni vitamines, ni acides aminés indispensables.

Son comportement est tout autre si, dans le même milieu, on substitue le glucose au 2.3-butanediol : la culture reste insignifiante.

Nous avons recherché si le glucose peut être utilisé à la formation de microorganismes grâce à l'addition de vitamines ou d'acides aminés.

Toutes les cultures ont été faites avec la souche entretenue sur gélose contenant du 2.3-butanediol comme substrat carboné.

Dans les essais préliminaires, nous avons employé la peptone et l'autolysat de levure.

Nous ne citerons que les résultats obtenus avec l'addition de faibles doses d'autolysat.

---

(1) M. Lemoigne, H. Girard et G. Jacobelli, *Ann. I. P.*, 82, 1952, p. 389.

Le milieu de culture liquide contenant du nitrate de sodium, 500 mg de glucose environ et 0 ou 40 mg d'autolysat de levure pour 100 ml, est réparti dans des flacons d'Erlenmeyer de 1 l à raison de 120 ml par flacon. Les cultures sont faites à 30°C, sur un agitateur.

Les résultats relatifs sont exprimés en opacité, mesurée au colorimètre de Meunier, en lumière bleue. Les opacités initiales ont été déduites.

Essai avec autolysat de levure (40 mg pour 100 ml).

	Opacité des cultures.			Glucose en mg/100 ml culture.			
Durée de l'essai....	15 h.	21 h.	24 h.	0 h.	15 h.	21 h.	24 h.
Glucose seul.........	6	7	9	521	477	446	426
Autolysat seul.......	18	25	27	–	–	–	–
Glucose + autolysat..	66	202	212	572	258	0	0

Cette petite quantité d'autolysat provoque un léger développement microbien aux dépens du glucose, qui est suffisant pour faire disparaître rapidement tout le glucide. Entre 21 heures et 24 heures, il ne se forme pratiquement plus de cellules et cependant 258 mg de glucose sont détruits.

Nous avons recherché si l'action de l'autolysat peut être attribuée à des vitamines.

Nous avons essayé la thiamine, la lactoflavine, l'amide nicotinique, le pantothénate de calcium, la piridoxine, l'acide *p*-amino-benzoïque, l'inositol, la biotine et l'acide folique. Tous les résultats ont été négatifs. Si une action vitaminique est en cause, elle intéresse d'autres produits.

Nous avons essayé de même une série d'acides aminés, et avons obtenu des résultats positifs avec l'acide aspartique (sous forme d'asparagine), et avec l'acide glutamique.

Nous ne citerons qu'un essai, fait avec 60 ou 30 mg d'acide glutamique, pour 100 ml de milieu.

Les conditions expérimentales sont les mêmes que dans l'essai avec autolysat de levures.

	Opacité des cultures.			Glucose en mg/100 ml milieu.				
Durée de l'essai.	15 h.	20 h.	24 h.	0.	15 h.	20 h.	24 h.	39 h.
Glucose seul.........	L'opacité des cultures reste insignifiante			279	123	97	61	0
60 mg ac. glutamique seul................	60	61	65	–	–	–	–	0
60 mg ac. glutamique + glucose..........	113	122	147	281	Traces	0	–	–
30 mg ac. glutamique seul...............	34	–	41	–	–	–	–	–
30 mg ac. glutamique + glucose..........	83	97	97	273	Traces	0	–	–

L'action de l'acide glutamique est comparable à celle de l'autolysat. La synthèse de la matière organique aux dépens du glucose reste faible, mais néanmoins nette, même avec seulement 30 mg d'acide glutamique pour 100 ml.

Et, comme avec l'autolysat, cette petite quantité de bactéries formées suffit à faire disparaître le glucose.

Dans tous les cas, il y a acidification. Mais dans ce milieu contenant 5 g de PO_4H_2K par litre, du nitrate de potassium et seulement de petites doses de glucose, le pH varie peu. Dans cet essai, il était, au plus bas, de 6,3. Cette acidification n'est donc pas la cause de l'arrêt du développement.

Avec la technique des bactéries lavées, non proliférantes, nous avons constaté au Warburg qu'une molécule de glucose fixait environ un atome d'oxygène, ce qui correspond à la formation d'acide gluconique.

Nous avons fait des cultures en milieu plus concentré, contenant du carbonate de calcium, et avons pu isoler effectivement du gluconate de calcium, caractérisé par les valeurs de son pouvoir rotatoire en l'absence ou en présence de molybdate d'ammonium (²).

J. P. Aubert, G. Milhaud et R. Gavard, à l'aide d'un système enzymatique préparé avec ce microbe, ont, par d'autres réactions, confirmé ce résultat (³).

Conclusion. — La formation biologique d'acide gluconique est connue depuis longtemps (Boutroux-Molliard). Elle est actuellement très étudiée. L'accumulation de cet acide dans des cultures d'*Aspergillus* ou de *Penicillium*, d'*Acetobacter* ou de *Pseudomonas* est même utilisée industriellement.

C'est un phénomène d'hyperglycolyse, le glucose, étant détruit plus vite que les produits de transformation ne sont utilisés pour la synthèse de la substance microbienne.

Ce déséquilibre est dû évidemment à la nature de la souche de micro-organisme employée, mais aussi pour une large part, aux conditions mêmes de la culture. On favorise l'oxydation du glucose en opérant en moût concentré et sous pression d'oxygène. On ralentit souvent la synthèse de la matière vivante en diminuant l'aliment azoté par rapport à la quantité de substrat carboné.

Il en est autrement dans le cas de *Neisseria winogradskyi*. Le milieu et les conditions de culture sont très favorables à la synthèse microbienne, puisqu'elle se réalise rapidement en présence de 2.3-butanediol.

D'autre part, la concentration en glucose peut être faible, et cependant, l'hyperglycolyse se produit.

Elle est donc due à un déséquilibre du système enzymatique de cette bactérie entretenue depuis son isolement sur 2.3-butanediol. Elle contient un enzyme qui oxyde rapidement le glucose en acide gluconique et que

---

(²) I. Vintilesco, C. N. Ioncsco et N. Stancin, *J. Pharm. et Chim.*, 28, 1938, p. 282.

(³) *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 1165.

J. P. Aubert, G. Milhaud et R. Gavard ont extrait et étudié, mais les systèmes enzymatiques lui permettant d'utiliser l'acide gluconique ou le glucose par une autre voie sont déficients ([3]).

Nous étudions actuellement ce problème.

THÉORIE DES NOMBRES. — *Sur une formule donnant tous les nombres premiers.* Note de M. **Waclaw Sierpiński**.

M. W. H. Mills ([1]) a démontré l'existence d'un nombre réel A tel que le nombre EA^{3^x} est premier pour tout x naturel. MM. L. Kuipers ([2]) et I. Niven ([3]) ont donné des généralisations de cette proposition. Dans le même ordre d'idées je démontrerai d'une façon tout à fait élémentaire le théorème suivant.

Théorème. — *Il existe un nombre réel a, tel que l'on a*

$$(1) \qquad p_n = E\,10^{2^n} a - 10^{2^{n-1}} E\,10^{2^{n-1}} a, \qquad pour \quad n = 1, 2, \ldots,$$

p_n désignant le $n^{ième}$ nombre premier et E*t l'entier le plus grand ne dépassant pas t.*

Lemme. — *On a*

$$(2) \qquad p_n < 10^{2^{n-1}} - 1 \qquad pour \quad n = 1, 2, \ldots.$$

Démonstration du lemme. — Soit n un nombre naturel. Le nombre $p_1 p_2 \ldots p_n + 1$ a un facteur premier p et l'on a évidemment $p \neq p_i$ pour $i = 1, 2, \ldots, n$, donc $p \geq p_{n+1}$. D'autre part on a

$$p \leq p_1 p_2 \ldots p_n + 1, \qquad \text{d'où} \quad p_{n+1} \leq p_1 p_2 \ldots p_n + 1.$$

Supposons que k est un nombre naturel > 1 et que la formule (2) est vraie pour $n = 1, 2, \ldots, k$ (ce qui est évidemment vrai pour $k = 1$ et $k = 2$). On aura donc

$$p_{k+1} \leq 10^{1+2+2^2+\ldots+2^{k-2}}(10^{2^{k-1}} - 1) < 10^{2^k} - 10 < 10^{2^k} - 1,$$

ce qui prouve que la formule (2) est encore vraie pour $n = k + 1$. Elle se trouve ainsi démontrée par l'induction.

Posons maintenant

$$(3) \qquad a = \sum_{k=1}^{\infty} p_k \cdot 10^{-2^k} = 0,0203000500000007\ldots$$

On a, d'après (2)

$$p_k \cdot 10^{-2^k} < (10^{2^{k-1}} - 1)\,10^{-2^k} = 10^{-2^{k-1}} - 10^{-2^k},$$

([1]) *Bull. Amer. Math. Soc.*, 53, 1947, p. 604.
([2]) *Nederl. Akad. Wettensch.*, 53, 1950, p. 309-310.
([3]) *Proc. Amer. Math. Soc.*, 2, 1951, p. 753-755.

ce qui donne

$$\sum_{k=n+1}^{\infty} p_k \cdot 10^{-2^k} < \sum_{k=n+1}^{\infty} (10^{-2^{k-1}} - 10^{-2^k}) = 10^{-2^n},$$

d'où

$$10^{2^n} \sum_{k=n+1}^{\infty} p_k \cdot 10^{-2^k} < 1. \tag{4}$$

D'après (3) et (4) on trouve sans peine la formule (1) qui se trouve ainsi démontrée.

Il est à remarquer que la formule (1), de même que les formules de MM. Mills, Kuipers et Niven, n'est qu'une curiosité. En effet, si l'on voulait d'après la formule (1) calculer le nombre p_n, il faudrait connaître 10^{2^n} chiffres du développement décimal du nombre (3), donc il faudrait connaître les nombres $p_1, p_2, \ldots, p_n$.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur le rôle des domaines symétriques dans le calcul de certaines grandeurs physiques.* Note (*) de M. **Georges Polya.**

1. *Notation.* — Soit D un domaine plan simplement connexe. Nous considérons D tantôt comme la section droite d'une barre élastique, tantôt comme une plaque mince conductrice d'électricité, tantôt comme la position d'équilibre d'une membrane fixée le long de la frontière de D. Soient A l'aire de D, I son moment d'inertie polaire par rapport au centre de gravité, $\dot{r}$ son rayon conforme intérieur maximum, P la rigidité en torsion de la barre, C la capacité électrostatique de la plaque, et $\Lambda_1, \Lambda_2, \Lambda_3, \ldots$ les fréquences caractéristiques de la membrane, $\Lambda_1 \leqq \Lambda_2 \leqq \Lambda_3 \leqq \ldots$; $\Lambda_1 = \Lambda$ est la fréquence principale ([1]). Nous désignons par A_0, I_0, $\dot{r}_0$, P_0, C_0, $\Lambda_{1,0} = \Lambda_0$, $\Lambda_{2,0}$, $\Lambda_{3,0}$, ... les quantités correspondantes relatives à un domaine D_0.

Soient x, y et x_0, y_0 les coordonnées rectangulaires des points variables qui décrivent D et D_0, respectivement. Si x et y sont des fonctions linéaires de x_0 et y_0, D est lié à D_0 par une affinité. Si, en particulier $x = ax_0$, $y = bx_0$ où a et b sont des constantes positives, nous disons que D est lié à D_0 par une *dilatation pure* et nous appelons les axes de coordonnées les *axes de dilatation.* Enfin nous disons que D possède une symétrie rotatoire d'ordre n s'il y a une rotation d'angle $2\pi n^{-1}$ qui fait coïncider D avec lui-même.

2. Théorèmes. — I. *Si le domaine* D *est lié au domaine* D_0 *par une dilatation*

(*) Séance du 13 octobre 1952.

([1]) Excepté Λ_2 et Λ_3, ces symboles sont pris dans le même sens que dans l'Ouvrage : G. Polya et G. Szegö, *Isoperimetric inequalities in mathematical physics*, Princeton, 1951, appelé I. I. dans ce qui suit.

pure et D_0 *possède un axe de symétrie également incliné aux deux axes de dilatation, on a*

$$(1)\qquad P^{-1}\Lambda^4 I^{-1} \leqq P_0^{-1}\Lambda_0^4 I_0^{-1}, \qquad C^2 \Lambda I^{-1} \leqq C_0^2 \Lambda_0 I_0^{-1}, \qquad \Lambda^2 A^3 I^{-1} \leqq \Lambda_0^2 A_0^3 I_0^{-1}.$$

II. *Si* D *est lié à* D_0 *par une affinité quelconque, mais* D_0 *possède du moins trois axes différents de symétrie, les inégalités* (1) *restent valables.*

III. *Soit* $\Lambda_{1,0}, \Lambda_{2,0}, \Lambda_{3,0}, \ldots$ *les fréquences caractéristiques d'une membrane circulaire de rayon* 1 $(\Lambda_{1,0} = 2{,}405,\ \Lambda_{2,0} = \Lambda_{3,0} = 3{,}832,\ \ldots)$. *Pour un domaine* D *quelconque*

$$(2)\qquad \Lambda_1 \dot{r} \leqq \Lambda_{1,0}.$$

Si D *est convexe et possède une symétrie rotatoire d'ordre non inférieur à* 3, *on a aussi*

$$(3)\qquad \Lambda_2 \dot{r} \leqq \Lambda_{2,0}, \qquad \Lambda_3 \dot{r} \leqq \Lambda_{3,0}.$$

Si D *est convexe et possède une symétrie rotatoire d'ordre non inférieur à* 5, *on a aussi*

$$(4)\qquad \Lambda_4 \dot{r} \leqq \Lambda_{4,0}, \qquad \Lambda_5 \dot{r} \leqq \Lambda_{5,0}, \qquad \Lambda_6 \dot{r} \leqq \Lambda_{6,0},$$

et une symétrie rotatoire d'un ordre encore plus élevé implique des relations analogues ultérieures.

L'inégalité (2) a été démontrée auparavant (I. I., p. 97-98). L'inégalité $\Lambda_5 \dot{r} \leqq \Lambda_{5,0}$ n'est pas toujours valable; en effet $\Lambda_{5,0} = 5{,}136$ et $\Lambda_5 \dot{r} = 5{,}358$ pour un carré. Mais on peut démontrer que pour des domaines D quelconques, $\Lambda_n \dot{r}$ possède une borne supérieure finie qui ne dépend que de n.

3. *Applications.* — Des théorèmes I et II on peut déduire avec facilité des formules approchées en nombreux cas géométriquement simples (triangle ou parallélogramme quelconque, ellipse, quadrant d'ellipse, etc.) pour lesquelles on ne possède pas de solution « exacte ». Par exemple, soient D un triangle et a, b, c ses côtés. Alors

$$(5)\qquad \frac{4\pi^2}{\sqrt{3}A} \leqq \Lambda^2 \leqq \frac{\pi^2(a^2+b^2+c^2)}{3A^2} = \frac{12\pi^2 I}{A^3},$$

$$(6)\qquad \frac{A^2}{5\sqrt{3}} \geqq P \geqq \frac{4A^3}{5(a^2+b^2+c^2)} = \frac{A^4}{45 I}.$$

La borne supérieure pour Λ et la borne inférieure pour P découlent du théorème II appliqué à D et à D_0, un triangle équilatéral. Les bornes opposées ont été obtenues par symétrisation (I. I., p. 158). Par d'autres méthodes, on peut obtenir des limites plus resserrées pour P; en posant

$$a^2+b^2+c^2 = p, \qquad a^2b^2+a^2c^2+b^2c^2 = q, \qquad a^2b^2c^2 = r,$$

on a

$$(7)\qquad \frac{4A^3(43p^2-93q)}{3(43p^3-93pq+216r)} \geqq P \geqq \frac{28A^3(11p^2+16q)}{45(5p^3+16pq+64r)}.$$

Il suit que pour un triangle quelconque

(8) $$A^4(451)^{-1} \leq P < A^4(271)^{-1},$$

et l'on doit se demander si (8) reste valable pour un domaine *convexe* quelconque (*cf.* I. I., p. 11, 111, 250, 263).

ASTRONOMIE. — *Sur la cosmogonie du système solaire.*
Note de M. **Alexandre Dauvillier.**

L'auteur montre que l'hypothèse de l'extraction individuelle et successive, à partir du Soleil, de paires de planètes jumelles, combinée avec la notion d'évaporation thermique fractionnée, en fonction des masses et des températures originelles, réfute les objections opposées aux théories de filiation, rend compte de l'abondance géochimique des éléments et de l'existence de satellites normaux aussi petits que Mimas.

Dans de précédentes Notes [1] nous avons admis que toutes les planètes, géantes et terrestres, avaient été expulsées du Soleil à l'état du même mélange homogène de Russell et qu'elles s'étaient ensuite diversifiées par évaporation thermique fractionnée, en fonction de leurs masses et de leurs températures originelles. Si nous considérons un mélange initial ayant la composition massique moyenne approximative suivante :

H	50	O, C, N, etc.	6
He	42	Fe, Si, Mg, etc.	2

les planètes géantes conserveront la même composition que le Soleil, tandis que les planètes terrestres seront réduites au vingtième, au moins, de leur masse, par perte de H, He, C, N et Ne. La déficience bien connue de la Terre et des météorites en ces éléments est, comme nous allons le montrer, d'une profonde signification cosmogonique.

La quantité de matière extraite du Soleil n'est donc pas de 0,00134⊙ comme le veulent les théories simplement basées sur les actions de marée, mais bien, au moins, de 0,00150. Ceci renforcerait l'objection de Spitzer [2], si cette matière avait été extraite en une seule fois, comme le pensait Jeans. D'après la théorie des jumelles, les planètes seront, au contraire, extraites par quanta successifs, ne dépassant pas, en général, le 1/60 de cette masse, pour Uranus, Neptune et les planètes terrestres, et le 1/3, dans le cas exceptionnel de Jupiter. Cette masse ne sera, par conséquent, jamais extraite de couches profondes, à haute température (10^6 °K), mais de couches externes à température voisine de celle de la photosphère. Elle sera toujours supérieure

---

(1) *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 1231; 233, 1951, p. 901.
(2) *Astrophys. J.*, 90, 1939, p. 675-688.

à 2.10^{27} g, limite inférieure correspondant aux jumelles de Mercure et de la planète d'Olbers, ce qui préviendra leur évaporation totale. De plus, les jumelles sont émises à la phase de la pulsation solaire (expansion) correspondant à la température superficielle minima. Nous admettons que les étoiles jumelles sont du type solaire.

Considérons donc une jumelle terrestre ayant une masse primitive de $0{,}5 \times 20 \times 6.10^{27}$ g, et une température de 4000° K, voisine de celle des taches solaires, afin de connaître son état chimique. L'abondance géochimique des gaz rares, comparée à leur abondance cosmique, montre une forte déficience en néon et une abondance normale en A 36 (A 40 est en grand excès, mais a, comme on le sait, une origine radioactive). La théorie cinétique des gaz permet alors le calcul de la vitesse critique d'évasion ($V_c = 7$ km/s) pour cette planète primitive, ce qui lui assigne un rayon 25 fois plus grand que le rayon terrestre actuel, soit une densité moyenne de l'ordre de celle de l'air normal. Jeans a, en effet, montré qu'un gaz animé d'une vitesse quadratique moyenne V_m égale aux 2/9 de la vitesse critique, V_c, ne serait dissipé qu'en un temps fort long (30.10^6 ans) devant la durée du refroidissement des planètes.

La figure représente les variations de V_m en fonction de la température absolue pour les principaux gaz légers stables vers 4000° K (ni H_2O, ni CO_2), comparées aux vitesses critiques d'évasion V_c, pour quelques satellites et quelques planètes (de Mimas à Neptune). La comparaison de ce graphique avec les informations déduites de la spectroscopie des taches solaires, nous permet alors de préciser le mécanisme d'évaporation fractionnée subie par les jumelles terrestres.

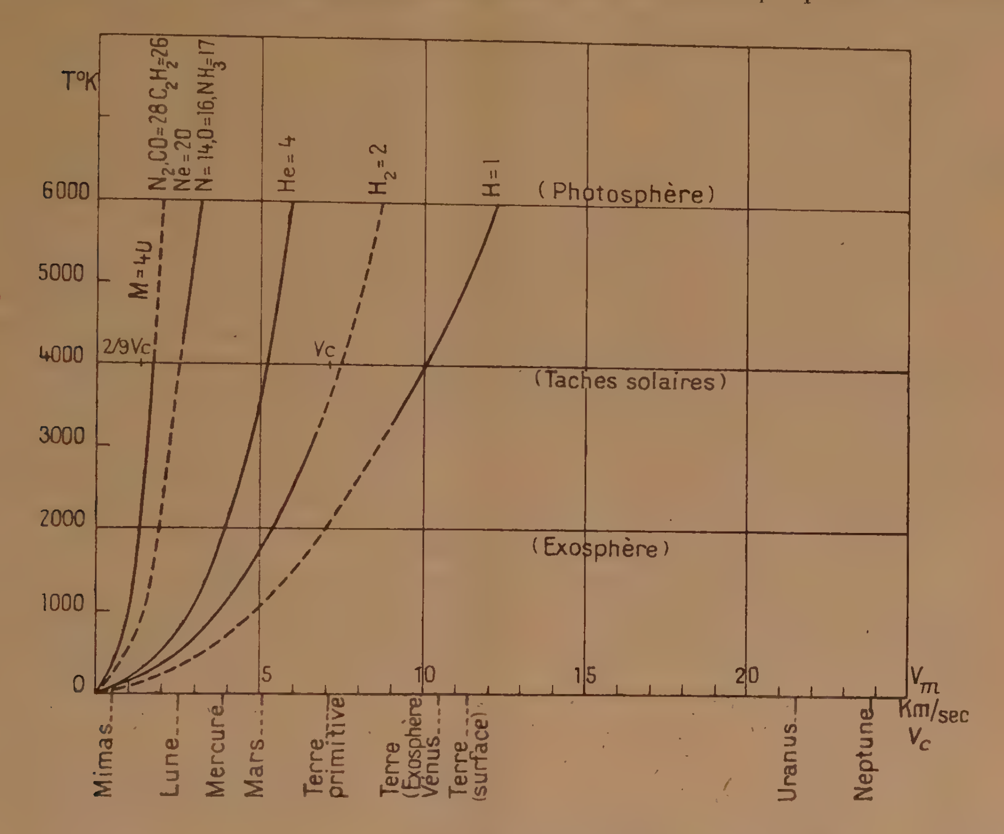
On voit que l'hydrogène n'est retenu, ni à l'état atomique ou moléculaire, ni à l'état d'hydrures légers (BH, CH, NH, OH), mais seulement d'hydrures lourds présents dans les taches (NaH, MgH, AlH, SiH, CaH). C'est ainsi que la croûte terrestre a retenu 1 % d'hydrogène constituant l'hydrosphère. Les éléments biogènes C, N, O s'échappent à l'état atomique, moléculaire et d'hydrures (CH, NH, OH, CO). Ils ne sont retenus que par leurs affinités chimiques, soit sous forme de carbures, de nitrures et d'oxydes lourds (SiO, AlO, TiO, ZrO), par conséquent, surtout, par le silicium et les alcalinoterreux. Ainsi s'explique l'abondance de l'oxygène et la rareté du carbone et de l'azote.

La triade : lithium, béryllium, bore, n'est pas à considérer ici, car ces éléments sont aussi rares sur la Terre qu'ils le sont sur le Soleil : ils sont exclus de ses régions profondes pour des raisons de chimie nucléaire. Le fluor est, aussi, fixé à l'état de fluorures lourds (MgF, SiF, SrF) présents dans les taches. Le néon s'échappe presque totalement, mais tous les éléments plus lourds sont conservés.

Vers 3000° K, la vapeur de fer occupant le centre de la planète se condense

en pluie en formant un noyau fondu environné d'une atmosphère gazeuse de silice, d'oxydes volatils et d'halogénures alcalins.

On voit sur la figure que Mimas, exclusivement formé d'éléments légers, n'a pu subsister que s'il a été extrait de jumelles géantes gazeuses, refroidies aux environs de 500° K. Si l'on admet une dissymétrie probable, d'au moins un millième, dans les grands axes des orbites elliptiques et sécantes



des jumelles, on peut calculer un temps de jonction égal à $10^3/3$ révolutions, ce qui représente 9000 ans pour Saturne et trois siècles pour la Terre. Ces durées sont de l'ordre du temps de refroidissement d'une masse gazeuse de 300.10^{27} g, riche en H_2 (1/2 Saturne), jusqu'à 500° K, et d'une masse fondue de 3.10^{27} g, privée de H_2 (1/2 Terre), jusqu'à 2 000° K, c'est-à-dire compatibles avec la formation de Mimas et de la Lune, selon le mécanisme de Darwin-Poincaré.

Ainsi, contrairement aux hypothèses d'accrétion édifiant une Terre à basse température [3], incapables de rendre compte des exigences de la géochimie, de la géogénie, de l'évolution des planètes, de l'existence d'une hydrosphère et d'une atmosphère, de la chimie et de la minéralogie des

---

([3]) *Voir* par exemple, J. Goguel, *Ann. Géophys.*, 8, 1952, p. 112.

météorites, la théorie des planètes jumelles rend compte de ces faits d'observation et répond aux critiques adressées aux théories basées sur la filiation. L'accrétion est aussi inadéquate pour constituer des planètes et des astéroïdes que pour édifier des comètes, des météorites ou de la poussière cosmique.

M. **Jean Chazy** s'exprime en ces termes :

J'ai l'honneur de présenter à l'Académie, de la part de notre Confrère **Jules Haag**, retenu à Besançon, un Livre qu'il vient de publier sur *les mouvements vibratoires* à un degré de liberté.

M. Haag reprend d'abord les équations différentielles classiques et linéaires des mouvements vibratoires, puis, dans ces mouvements, il étudie les perturbations, c'est-à-dire ce qu'on appelle aujourd'hui la Mécanique quasi linéaire, et enfin la Mécanique dite fortement non linéaire : la Mécanique quasi linéaire et la Mécanique fortement non linéaire sont à l'ordre du jour et en plein développement. A partir d'une base mathématique rigoureuse, M. Haag arrive à des résultats qui intéressent les praticiens, notamment les industriels de la chronométrie auprès de qui, en France et à l'étranger, son autorité est grande. C'est d'ailleurs pour répondre à des questions posées par des praticiens, que M. Haag a été conduit à ses études théoriques.

Ce Livre fait partie d'une collection des Presses universitaires de France, la Collection Euclide, dirigée par nos Confrères Charles Maurain et Maurice Caullery. Il sera suivi d'un second volume sur les mouvements vibratoires à plusieurs degrés de liberté.

M. **Selman A. Waksman** adresse un Ouvrage intitulé : *Lipman Hall. Being an Account of the Proceedings at the Dedication on June 12 th, 1951, of a Building Named in Honor of Jacob Goodale Lipman*, dans lequel il a écrit un article : *Fifty Years of Soil Microbiology at Rutgers*.

L'Ouvrage suivant est présenté par M. **Pierre-Paul Grassé** : *Histoire géologique de la Biosphère. La vie et les sédiments dans les géographies successives*, par Henri Termier et Mme Geneviève Termier.

ÉLECTIONS.

Par la majorité absolue des suffrages, M. **Gavin Rylands de Beer** est élu Correspondant pour la Section d'anatomie et zoologie, en remplacement de M. *Theodor Mortensen*, décédé.

CORRESPONDANCE.

M. le **Maire de Noisy-le-Sec** donne communication à l'Académie d'une délibération du Conseil municipal de cette ville qui a décidé de donner le nom de **Henri Moissan** à l'une des voies de cette localité, à l'occasion du Centenaire de sa naissance.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° Union géodésique et géophysique internationale. Association de Météorologie. Réunion de Bruxelles, août 1951. *Rapports nationaux*.

2° *Navigation aérienne astronomique*, par Max Dévé et Raymond-Faure.

3° Smithsonian miscellaneous collections. Vol. 118 (whole volume). Research corporation Fund. *Smithsonian Logarithmic Tables to base e and base* 10, prepared by Georges Wellington Spenceley, Rheba Murray Spenceley and Eugene Rhodes Epperson.

4° Atomic Energy Section, New York. *An international Bibliography on atomic energy*. Volume 2. *Scientific Aspects*. Supplément n° 1.

5° Bureau d'études géologiques et minières coloniales. *Carte géologique internationale de l'Afrique*. Feuilles 5, 6, 7, 8 et *Notice explicative*, par Raymond Furon et G. Daumain.

6° Une série de tirages à part concernant les travaux d'histophysiologie de M. Jacques Benoit.

ALGÈBRE. — *Sur les systèmes de polynomes différentiels.* Note de M. **Jean-Claude Herz**, présentée par M. Jacques Hadamard.

Les remarques, notations et démonstrations qui suivent visent à alléger l'exposé des fondements de la théorie algébrique des systèmes d'équations différentielles tel qu'on le trouve dans Ritt [1]. Les numéros de paragraphes auxquels on renvoie sont ceux du chapitre I de cet Ouvrage.

1. *Sur l'algorithme de réduction.* — Nous introduirons les notations p. d. (polynome différentiel); $A_1 < A_2/y_p$ (le rang de A_1 relativement à l'indéterminée y_p est inférieur à celui de A_2); $A_1 \simeq A_2/y_p$ (A_1 et A_2 sont de même rang en y_p); cl. A (classe de A); ord. A/y_p (ordre de A en y_p).

(1) *Differential algebra* (*Amer. Math. Soc. Colloq. Public.*, 33).

L'algorithme de réduction (§ 6) est indépendant de la notion de chaîne (§ 4). Il s'applique à un système quelconque de p. d. $A_1, A_2, \ldots, A_r$ de classes positives croissantes. Il consiste à remplacer, modulo l'idéal différentiel $[A_1, A_2, \ldots, A_r]$ (§ 7), un p. d. donné G par un reste R qui soit réduit par rapport à tous les p. d. $A_1, A_2, \ldots, A_r$, c'est-à-dire (§ 4) tel que, si p_i est la classe de A_i, $R < A_i/y_{p_i}$ pour tout i. Chaque opération de l'algorithme diminue le rang du p. d. donné pour une certaine indéterminée y_p sans augmenter son rang relativement aux indéterminées d'indices plus grands. Nous allons montrer *simultanément* que ces deux conditions de rang sont remplies et pour cela nous décomposerons encore chaque opération.

Nous écrirons, dans le cas où l'ordre de G en y_p est supérieur à celui de A_j (notations du § 6) :

$$A_j^{(k_1)} = S_j y_{ph} + P, \quad \text{avec} \begin{cases} S_j < A_j/y_p; & \text{cl. } S_j \leq p; \\ \text{ord. } P/y_p < h; & \text{cl. } P \leq p; \end{cases}$$

$$G = Q y_{ph} + N, \quad \text{avec} \begin{cases} Q < G/y_p; & Q \lesseqqgtr G/y_{p'}; \\ \text{ord. } N/y_p < h; & N \lesseqqgtr G/y_{p'}; \end{cases}$$

d'où

$$S_j G \equiv S_j N - PQ \quad (A_j^{(k_1)}).$$

Si l'on pose $G_1 = S_j N - PQ$, on a visiblement $G_1 < G/y_p$ et $G_1 \lesseqqgtr G/y_{p'}$ pour $p' > p$.

Si G et A_j étaient de même ordre en y_p, on écrirait

$$A_j = I_j y_{pm}^{\alpha} + U, \quad \text{avec} \begin{cases} \text{ord. } I_j/y_p < m; & \text{cl. } I_j \leq p; \\ U < A_j/y_p; & \text{cl. } U \leq p; \end{cases}$$

$$G = V y_{pm}^{\alpha+\delta} + W \quad (\delta \geq 0), \quad \text{avec} \begin{cases} \text{ord. } V/y_p < m; & V \lesseqqgtr G/y_{p'}; \\ W < G/y_p; & W \lesseqqgtr G/y_{p'}; \end{cases}$$

d'où

$$I_j G \equiv I_j W - y_{pm}^{\delta} UV \quad (A_j).$$

Si l'on pose $H_1 = I_j W - y_{pm}^{\delta} UV$, on a visiblement $H_1 < G/y_p$ et $H_1 \lesseqqgtr G/y_{p'}$ pour $p' > p$, C. Q. F. D.

2. *Sur la comparaison des systèmes de* p. d. — Nous dirons, par analogie avec ce qui existe pour les p. d. et pour les chaînes (§ 4), que le système de p. d. Σ_1 est *inférieur* au système Σ_2 si une chaîne caractéristique (*characteristic set*, § 5) de Σ_1 est inférieure à une chaîne caractéristique de Σ_2 (toute chaîne caractéristique de Σ_1 est alors inférieure à toute chaîne caractéristique de Σ_2) et nous le noterons $\Sigma_1 < \Sigma_2$. De même, nous définirons deux systèmes de même rang, $\Sigma_1 \sim \Sigma_2$. L'ensemble $\mathcal{E}$ des systèmes de p. d. est ainsi totalement préordonné. Son quotient par la relation d'équivalence $\Sigma_1 \simeq \Sigma_2$ est totalement ordonné, et de plus bien ordonné; on peut donc lui appliquer l'*induction transfinie*. *Il en est de même pour l'ensemble* $\mathcal{E}$, dont toute partie non vide contient (au moins) un élément minimum.

3. *Sur le théorème de la base.* — La démonstration qui suit peut remplacer les deux dernières lignes du paragraphe 12 et l'intégralité des paragraphes 13 et 14. Rappelons l'énoncé du théorème : *tout système* Σ *de* p. d. *admet une base* (c'est-à-dire un sous-système fini Φ tel que $\Sigma \subseteq \{\Phi\}$). Grâce à la remarque ci-dessus, il nous suffira de montrer que, *si tout système inférieur à* Σ *a une base,* Σ *a aussi une base.* Nous utiliserons le lemme suivant :

LEMME. — *Si* $[\Sigma]$ *a une base,* Σ *a une base.*

Supposons que $[\Sigma] \subseteq \{B_1 \cup B_2 \cup \ldots \cup B_p\}$. B_i appartient à $[\Sigma]$, donc à $[\Gamma_i]$, Γ_i étant une partie finie de Σ, si bien que

$$\Sigma \subseteq \{[\Gamma_1] \cup [\Gamma_2] \cup \ldots \cup [\Gamma_p]\} = \{\Gamma_1 \cup \Gamma_2 \cup \ldots \cup \Gamma_p\}.$$

Σ admet donc comme base $\Phi = \Gamma_1 \cup \Gamma_2 \cup \ldots \cup \Gamma_p$, C. Q. F. D.

Si $[\Sigma] < \Sigma$, le théorème résulte du lemme ci-dessus. Nous supposerons donc $[\Sigma]$ de même rang que Σ. Soit $\Gamma = A_1, A_2, \ldots, A_r$ une chaîne caractéristique de Σ; Γ est caractéristique aussi pour $[\Sigma]$. Si A_1 est de classe nulle, c'est un élément non nul de $\mathcal{F}$, donc une base pour Σ. Supposons maintenant A_1 de classe positive, et soient S_i et I_i le séparant et l'initial de A_i. S_i et I_i étant différents de zéro et réduits par rapport à Γ, les systèmes $\Sigma \cup S_i$ et $\Sigma \cup I_i$ sont inférieurs à Σ, donc ont des bases $\Phi_i \cup S_i$, $\Psi_i \cup I_i$, avec $\Phi_i \cup \Psi_i \leq \Sigma$. Si l'on pose $\Phi = \bigcup_{1 \leq i \leq r} \Phi_i \cup \Psi_i$, ces systèmes admettent aussi comme bases respectives $\Phi \cup S_i$ et $\Phi \cup I_i$.

Soit A un p. d. de Σ, R son reste relativement à Γ. On a $PA \equiv R[\Gamma]$, où P est un produit de puissances des S_i et des I_i. R appartient à $[\Sigma]$; étant réduit par rapport à Γ, chaîne caractéristique de $[\Sigma]$, il est nul, d'où $PA \in [\Gamma]$.

D'autre part (§ 11),

$$A \in \{\Sigma \cup P\} = \bigcap_{1 \leq i \leq r} \{\Sigma \cup S_i\} \cap \{\Sigma \cup I_i\} = \bigcap_{1 \leq i \leq r} \{\Phi \cup S_i\} \cap \{\Phi \cup S_i\} = \{\Phi \cup P\}.$$

Il existe par conséquent un entier positif q tel que $A^q \in [\Phi] + [P]$. On a alors $A^{q+1} \in [\Phi] + [P]A$. D'après le lemme du paragraphe 10, $PA \in [\Gamma]$ entraîne que $[P]A \subseteq \{\Gamma\}$. D'où finalement $A^{q+1} \in \{\Phi \cup \Gamma\}$, et $A \in \{\Phi \cup \Gamma\}$, ce qui montre que $\Phi \cup \Gamma$ est une base pour Σ.

ALGÈBRE. — *Théorie relative des chaînes.* II. *Isocorrespondance* (1).

Note de M. **JULIAN PETRESCO**, présentée par M. Paul Montel.

Définitions et propriétés concernant la notion d'isocorrespondance, isomorphisme particulier qui intervient dans les théorèmes de type Jordan ou de type Schreier des treillis.

(1) Cette Note fait suite à une Note antérieure : *Comptes rendus,* 235, 1952, p. 226. On rétablira dans le texte de cette dernière, la définition correcte de la $S^{\cap}$-correspondance comme suit : deux chaînes α et β sont dites $S^{\cap}$-correspondantes si $\alpha_\beta^\cap$ et $\beta_\alpha^\cap$ sont $J^{\cap}$-correspondantes; la condition que celles-ci soient de plus $\cap$-cosaturées est superflue.

On dira, le terme appartient à M. Garett Birkhoff [2], que l'intervalle $A \subseteq A^*$ est $\cap$-*perspectif* à $B \subseteq B^*$ (ou, de façon duale que $B \subseteq B^*$ est $\cup$-*perspectif* à $A \subseteq B^*$), si $A^* = A \cup B^*$, $B = A \cap B^*$; si $A \subseteq A^*$ et $B \subseteq B^*$ s'obtiennent l'un à partir de l'autre par un nombre fini de perspectivités, on dit qu'ils sont *projectifs*, « similar » dans la terminologie de M. O. Ore [3]. On se rend compte facilement qu'*il est équivalent de dire que* $A \subseteq A^*$ *et* $B \subseteq B^*$ *sont* $\cap$-*cosaturés et* $\cap$-*correspondants ou qu'ils sont tous deux* $\cap$-*perspectifs à l'intervalle* $A \cap B \subseteq A^* \cap B^*$; *ils sont alors projectifs.*

On dira maintenant que $A \subseteq A^*$ et $B \subseteq B^*$ sont $\cap$-*isocorrespondants* si les applications

$$X \rightarrow B \cup (B^* \cap X), \qquad Y \rightarrow A \cup (A^* \cap Y),$$

où $A \subseteq X \subseteq A^*$, $B \subseteq Y \subseteq B^*$ sont *biunivoques* et *réciproques; ceci équivaut à poser les relations*

$$(\mathrm{I}^{\cap}) \qquad A \cup \{A^* \cap [B \cup (B^* \cap X)]\} = X, \qquad B \cup \{B^* \cap [A \cup (A^* \cap Y)]\} = Y.$$

Les deux intervalles sont alors *isomorphes* et $\cap$-*cosaturés*, $\cap$-*correspondants*, tandis que *les sous-intervalles se correspondant dans l'isomorphisme ainsi établi sont* $\cap$-*isocorrespondants.*

On dira en particulier que $A \subseteq A^*$ est $\cap$-*isoperspectif* à $B \subseteq B^*$ (où, de façon duale, que $B \subseteq B^*$ est $\cup$-isoperspectif à $A \subseteq A^*$), si les applications : $X \rightarrow B^* \cap X$, $Y \rightarrow A \cup Y$ sont biunivoques et réciproques, ce qui revient à poser : $A \cup (B^* \cap X) = X$, $B^* \cap (A \cup Y) = Y$; $A \subseteq A^*$ est alors isomorphe et $\cap$-perspectif à $B \subseteq B^*$, tandis que si $X_1 \subseteq X_2$ et $Y_1 \subseteq Y_2$ sont des sous-intervalles se correspondant dans l'isomorphisme ainsi établi, $X_1 \subseteq X_2$ est $\cap$-isoperspectif à $Y_1 \subseteq Y_2$.

Il est évident que partout, dans les définitions et les propriétés qui précèdent, on peut remplacer les deux intervalles par deux sous-treillis à premier et dernier élément $|A|$ et $|B|$ du treillis de référence T; un intervalle $A \subseteq A^*$ étant un sous-treillis à premier et dernier élément, nous le noterons dans les calculs $|A \subseteq A^*|$, et d'autre part, le signe $=$ entre deux sous-treillis signifiera qu'ils sont identiques.

Notons alors par $|B^* \cap X|$, $|A^* \cap Y|$ les ensembles des éléments $B^* \cap X$, $A^* \cap Y$ où $A \subseteq X \subseteq A^*$, $B \subseteq Y \subseteq B^*$, ensembles qui sont évidemment des sous-treillis à premier et dernier élément des intervalles $B^* \cap A \subseteq B^* \cap A^*$, $A^* \cap B \subseteq A^* \cap B^*$.

Il est équivalent de dire que $A \subseteq A^*$ *et* $B \subseteq B^*$ *sont* $\cap$-*isocorrespondants ou que :*

a. $|A \subseteq A^*|$ *resp.* $|B \subseteq B^*|$ *sont* $\cap$-*isoperspectifs à* $|B^* \cap X|$ *resp.* $|A^* \cap Y|$;

---

[2] *Lattice theory* (*Amer. Math. Soc. Coll. Publ.*, 25, New-York, 1948).

[3] *Ann. of Math.*, 36, 1935, p. 406-437.

b. les applications : $(T^{\cap})$ $X^* \to A^* \cap (B \cup X^*)$, $Y^* \to B^* \cap (A \cup Y^*)$ *où* $X^* \in |B^* \cap X|$, $Y^* \in |A^* \cap Y|$ *sont biunivoques et réciproques.*

$|B^* \cap X|$ et $|A^* \cap Y|$ sont alors *isomorphes* par les applications $(T^{\cap})$, de sorte qu'une $\cap$-isocorrespondance entre $A \subseteq A^*$ et $B \subseteq B^*$ se décompose comme suit : *une* $\cap$*-isoperspectivité de* $|A \subseteq A^*|$ *sur* $|B^* \cap X|$, *suivie d'un isomorphisme* $(T^{\cap})$ *de* $|B^* \cap X|$ *sur* $|A^* \cap Y|$, *suivi enfin d'une* $\cup$*-isoperspectivité de* $|A^* \cap Y|$ *sur* $|B \subseteq B^*|$, ce qui présente une certaine analogie avec la décomposition de la $\cap$-correspondance en perspectivités, effectuée plus haut.

Si maintenant on exige que $A \subseteq A^*$ et $B \subseteq B^*$ soient $\cap$-isoperspectifs, à la fois, à $|B^* \cap X|$ et à $|A^* \cap Y|$, on obtient la notion d'intervalles *fortement* $\cap$*-isocorrespondants*, ce qui revient encore à poser les relations

$$(FI^{\cap}) \qquad \begin{cases} A \cup (B^* \cap X) = X, & B \cup (A^* \cap Y) = Y; \\ A^* \cap [B \cup (B^* \cap X)] = B^* \cap X, & B^* \cap [A \cup (A^* \cap Y)] = A^* \cap Y; \end{cases}$$

d'où il résulte d'ailleurs $|B^* \cap X| = |A^* \cap Y|$.

Si, de façon plus particulière encore, $|B^* \cap X| = |A^* \cap Y| = |A \cap B \subseteq A^* \cap B^*|$, les deux intervalles seront dits *strictement* $\cap$*-isocorrespondants*, ce qui équivaut aux relations

$$(SI^{\cap}) \qquad \begin{cases} A \cup (B^* \cap X) = X, & B \cup (A^* \cap Y) = Y; \\ B^* \cap (A \cup Z) = Z, & A^* \cap (B \cup Z) = Z; \end{cases}$$

où $A \cap B \subseteq Z \subseteq A^* \cap B^*$.

C'est ce dernier cas qui intervient effectivement dans les théorèmes classiques du type Jordan-Schreier; la notion d'isocorrespondance stricte est par ailleurs équivalente aux notions analogues introduites par A. Uzkow (4) et A. H. Livsie (5), dans les recherches sur la notion de normalité, à ceci près que l'invariance de la normalité des sous-intervalles par ces transformations en est une conséquence, comme nous le montrerons ultérieurement.

On donnera enfin la définition duale de la $\cup$*-isocorrespondance* (pouvant être également forte ou stricte) et l'on dira, de façon autoduale, que $A \subseteq A^*$ et $B \subseteq B^*$ sont *isocorrespondants*, s'ils sont à la fois $\cap$ et $\cup$-isocorrespondants. *Leurs transformations de* $\cap$*-isocorrespondance coïncident alors avec les transformations de* $\cup$*-isocorrespondance*, c'est-à-dire que

$$B \cup (B^* \cap X) = B^* \cap (B \cup X), \qquad A \cup (A^* \cap Y) = A^* \cap (A \cup Y)$$

et *ils sont de plus fortement isocorrespondants*, c'est-à-dire que

$$|B^* \cap X| = |A^* \cap Y|, \qquad |B \cup X| = |A \cup Y|.$$

---

(4) *Mat. Sbornik*, N. S. 4, (46), 1938, p. 31-43.
(5) *Mat. Sbornik*, N. S. 24 (66), 1949, p. 227-235.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur la construction des équations $s+f(x, y, z, p, q, r)=0$ qui possèdent un invariant du second ordre.* Note de M. **Georges Heilbronn**, présentée par M. Henri Villat.

1. Nous avons étudié dans une publication antérieure [1] dont nous reprenons les notations, la formation des invariants du second ordre des équations :

$$s+f(x, y, z, p, q, r)=0, \tag{1}$$

où l'une des caractéristiques est explicite. Nous appliquons ici, comme dans le travail cité ci-dessus, la théorie due à Drach [2], mais nous sommes parvenu à en compléter les résultats sur divers points.

2. *Équations linéaires.* — Ce cas peut être considéré comme traité complètement. L'équation (4) de la Note citée se simplifie ici, parce que l'on peut considérer λ comme indépendant de r. Alors C ne dépend plus de r et vérifie la seule équation

$$\frac{dC}{dx}+\frac{d\lambda}{dy}=0. \tag{2}$$

On pose alors

$$C'=C+q\frac{\partial\lambda}{\partial p} \qquad \text{puis } C''=\frac{\partial C'}{\partial\theta}.$$

C'' vérifie l'équation d'Euler, relative à la variation de l'intégrale

$$\int \lambda(x, y, z, p)\,dx,$$

où $p=\partial z/\partial x$. A toute équation différentielle du second ordre que l'on sait intégrer, on pourra faire correspondre un λ et un C', donc une équation (1) et l'invariant correspondant.

3. Dans le cas où l'équation (1) est de forme quelconque en r, nous sommes parvenu à remplacer le système (D) par une équation unique. On pose

$$\frac{\partial\lambda}{\partial r}=\mu \qquad \text{et} \qquad r=\frac{\partial^2 R}{\partial\mu^2},$$

où R est fonction de x, y, z, p, μ; ce qui permet d'écrire

$$D+\frac{\partial q}{\partial p}\left(\mu\frac{\partial^2 R}{\partial\mu^2}-\frac{\partial R}{\partial\mu}\right)+\frac{\partial q}{\partial\theta}\left(\mu^2\frac{\partial^2 R}{\partial\mu^2}-2\mu\frac{\partial R}{\partial\mu}+2R\right)=D_1(x, y, z, p, \theta) \tag{3}$$

---

[1] *Comptes rendus*, **208**, 1939, p. 1380.

[2] *Atti del Congresso Int. Bologna*, VI, 1928, p. 11-25 et *Comptes rendus*, **208**, 1939, p. 1181.

et D_1 vérifie l'équation *unique* suivante :

$$(4)\quad \frac{\partial D_1}{\partial x} + p\frac{\partial D_1}{\partial z} + R''\frac{\partial D_1}{\partial p} + (\mu R'' - R')\frac{\partial D_1}{\partial \theta} + \mu\frac{\partial R''}{\partial y} - \frac{\partial R'}{\partial y} + q\left(\mu\frac{\partial R''}{\partial z} - \frac{\partial R'}{\partial z}\right)$$

$$+ \mu R''\frac{\partial q}{\partial z} + \left(\mu\frac{\partial R''}{\partial p} - \frac{\partial R'}{\partial p}\right)\left(\frac{\partial q}{\partial x} + p\frac{\partial q}{\partial z}\right) + \left[\mu\frac{\partial R''}{\partial x} - \frac{\partial R'}{\partial x} + p\left(\mu\frac{\partial R''}{\partial z} - \frac{\partial R'}{\partial z}\right)\right]\frac{\partial q}{\partial p}$$

$$+ \left[\mu\frac{\partial R'}{\partial x} - 2\frac{\partial R}{\partial x} + R''\left(\mu\frac{\partial R'}{\partial p} - 2\frac{\partial R}{\partial p}\right)\right.$$

$$\left. + p\left(\mu\frac{\partial R'}{\partial z} - 2\frac{\partial R}{\partial z}\right) + \left(\mu\frac{\partial R''}{\partial p} - \frac{\partial R'}{\partial p}\right)(\mu R'' - R')\right]\frac{\partial q}{\partial \theta}$$

$$+ \mu\left(\frac{\partial^2 q}{\partial x^2} + 2p\frac{\partial^2 q}{\partial x\,\partial z} + p^2\frac{\partial^2 q}{\partial z^2}\right) + (\mu R'' + R')\left(\frac{\partial^2 q}{\partial x\,\partial p} + p\frac{\partial^2 q}{\partial z\,\partial p}\right)$$

$$+ R'R''\frac{\partial^2 q}{\partial p^2} + (\mu R'' - 2R')\left(\frac{\partial^2 q}{\partial x\,\partial \theta} + p\frac{\partial^2 q}{\partial z\,\partial \theta}\right)$$

$$+ (2\mu R'R'' - R'^2 - 2RR'')\frac{\partial^2 q}{\partial p\,\partial \theta} + (\mu R'' - R')(\mu R' - 2R)\frac{\partial^2 q}{\partial \theta^2} = 0,$$

où les dérivées de R par rapport à μ sont désignées par des accents. D_1 et q dépendent de x, y, z, p, θ; R, de x, y, z, p, μ. L'application de la méthode de Jacobi est donc possible, mais la complication de l'équation la rend difficile. Cette équation permet toutefois l'étude de cas particuliers et nous montre d'autre part quel est le degré de difficulté du problème.

4. *Cas de la caractéristique implicite.* — Nous avons abordé le cas tout à fait nouveau, que la méthode de Darboux-Goursat ne permettait nullement d'envisager, où l'invariant est relatif à la caractéristique implicite α. Nous avons dû nous borner au cas où il est de la forme

$$(5)\qquad A(x, y, z, p, r)\frac{\partial x}{\partial \alpha} = F(\alpha).$$

On démontre facilement :

1° que A ne peut contenir d'autre variable que x, y, z, p, r;

2° que l'équation (1) est dans ce cas nécessairement linéaire en r;

$$(6)\qquad s = a(x, y, z, p, q)r + b(x, y, z, p, q),$$

A vérifie alors l'équation

$$(7)\quad \frac{\partial A}{\partial r}\left[\left(\frac{\partial a}{\partial p} + a\frac{\partial a}{\partial q}\right)r^2 + \left(\frac{\partial a}{\partial x} + p\frac{\partial a}{\partial z} + b\frac{\partial a}{\partial q} + a\frac{\partial b}{\partial q} + \frac{\partial b}{\partial p}\right)r + \frac{\partial b}{\partial x} + p\frac{\partial b}{\partial z} + b\frac{\partial b}{\partial q}\right]$$

$$- A\left[\left(\frac{\partial a}{\partial p} + a\frac{\partial a}{\partial q}\right)r + \frac{\partial a}{\partial x} + p\frac{\partial a}{\partial z} + b\frac{\partial a}{\partial q}\right] + b\frac{\partial A}{\partial p} + (q - ap)\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\partial A}{\partial y} - a\frac{\partial A}{\partial x} = 0.$$

Il résulte de la forme de cette équation en r, que A est, en général, linéaire en r. Nous l'avons résolue dans le cas où a et b ne dépendent que de p et q.

Nous avons également étudié certains cas particuliers; nous en citerons deux seulement :

1° a et b vérifient les deux conditions

$$\frac{\partial a}{\partial p} + a\frac{\partial a}{\partial q} = 0, \tag{8}$$

$$\frac{\partial b}{\partial p} + a\frac{\partial b}{\partial q} = 0; \tag{9}$$

A est encore linéaire en r : $A = A_1 r + B_1$ (8) s'intègre :

$$q = ap + \varphi(x, y, z, a), \tag{10}$$

où φ est arbitraire. Nous prendrons a comme variable indépendante au lieu de q. b est alors fonction de x, y, z, a seulement. A_1 et B_1 vérifient un système dont on trouve les solutions en remarquant que A_1 et B_1 ne dépendent pas de a, alors que les coefficients des équations en dépendent.

2° Dans le cas où $b = la + mq + n$, l, m, n étant des fonctions de x, y, z, p, A est de la forme $A = A_1(x, y, z, p)(r + l)$, et A_1 vérifie le système

$$\frac{\partial A_1}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial p}\left[(l + mp)A_1\right]; \qquad \frac{\partial A_1}{\partial y} = -\frac{\partial}{\partial p}(nA_1), \qquad \frac{\partial A_1}{\partial z} = -\frac{\partial}{\partial p}(mA_1)$$

dont les conditions d'intégrabilité constituent un système complet pour l :

$$\frac{\partial l}{\partial z} + m\frac{\partial l}{\partial p} - l\frac{\partial m}{\partial p} + \frac{\partial m}{\partial x} + p\frac{\partial m}{\partial z} + m^2 = 0, \qquad \frac{\partial l}{\partial y} + n\frac{\partial l}{\partial p} - l\frac{\partial n}{\partial p} + \frac{\partial n}{\partial x} + p\frac{\partial n}{\partial z} + mn = 0,$$

m et n devant vérifier la seule condition

$$\frac{\partial m}{\partial y} - \frac{\partial n}{\partial z} + n\frac{\partial m}{\partial p} - m\frac{\partial n}{\partial p} = 0.$$

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Séries de polynomes orthogonaux se prêtant au calcul explicite des sommes de Fejer.* Note (*) de M. **Robert Campbell**, présentée par M. Joseph Pérès.

Dans ma précédente Note ([1]) j'ai donné une méthode de calcul explicite en termes finis des sommes de Fejer du développement d'une fonction en série de certains polynomes orthogonaux (comprenant les usuels). Dans celle-ci je propose de déterminer, réciproquement, tous les polynomes se prêtant à cette méthode. Je supposais que ces polynomes P_n, choisis normés et par conséquent liés par la relation

$$P_n(x) = l_n(x)P_{n-1}(x) - C_n P_{n-2}(x) \qquad \text{avec} \quad l_n(x) = A_n x + B_n,\ C_n = \frac{A_n}{A_{n-1}}, \tag{1}$$

étaient de plus, tels que l'on eût

$$P_n(x) = f_n(x)P_{n-1}(x) - g_n(x)P'_{n-1}(x) \qquad (\text{avec } f_n \text{ et } g_n \text{ non précisées}). \tag{2}$$

(*) Séance du 27 octobre 1952.

([1]) *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 773.

Cette condition devra être satisfaite et compatible avec (1). Elle n'est du reste pas suffisante, on a vu que, de plus, les quantités $u_n(x)=(2f_n-l_n)/A_n$ et $v_n=g_n/A_n$ doivent être telles que le quotient u_n/v_n soit le produit d'une fonction de n par une fonction de x, soit $\alpha(n)\times\beta(x)$. Si $\alpha(n)$ est une constante par rapport à n, c'est la somme de Fejer elle-même qui se calculera explicitement ainsi que les moyennes successives de Césaro; si $\alpha(n)$ n'est pas une constante, c'est la somme $\Sigma_1^n(\alpha_n S_n)$ qui sera explicitée ainsi que les moyennes qui en résultent.

On commence donc par déterminer les polynomes orthogonaux vérifiant (2) en éliminant les dérivées entre (1) et (2), on trouve que les $P_n(x)$ satisfont à

$$(3)\qquad \left[\frac{f_{n+1}-l_{n+1}}{g_{n+1}}+\frac{l_n}{g_n}\right]P_n=\left[\frac{l_nf_n}{g_n}+\frac{C_n}{g_{n-1}}-\frac{C_{n+1}}{g_{n+1}}+A_n\right]P_{n-1}-C_n\frac{f_{n-1}}{g_{n-1}}P_{n-2}.$$

Cette relation ne sera vérifiée simultanément avec (1) que si les f_n, g_n, l_n satisfont aux deux relations :

$$(4)\qquad \frac{l_n}{g_n}-\frac{l_{n+1}}{g_{n+1}}=\frac{f_{n-1}}{g_{n-1}}-\frac{f_{n+1}}{g_{n+1}},$$

$$(5)\qquad \frac{l_nf_n}{g_n}+\frac{C_n}{g_{n-1}}-\frac{C_{n+1}}{g_{n+1}}+A_n=\frac{l_n^2}{g_n}+l_n\left[\frac{f_{n+1}-l_{n+1}}{g_{n+1}}\right]$$

qui constituent la condition nécessaire et suffisante pour que l'équation (2), nécessaire à l'application de la méthode, soit satisfaite. Pour le problème particulier qui nous occupe, il est utile de tirer des relations (4) et (5) les deux relations suivantes qui leur sont équivalentes :

$$(6)\qquad \frac{l_{n+1}-f_{n+1}}{g_{n+1}}-\frac{f_n}{g_n}=\frac{l_n-f_n}{g_n}-\frac{f_{n-1}}{g_{n-1}}=\ldots=\frac{l_1-f_1}{g_1}-\frac{f_0}{g_0},$$

$$(7)\qquad \frac{(l_{n+1}-f_{n+1})f_n-C_{n+1}}{g_{n+1}}-\frac{(l_n-f_n)f_{n-1}-C_n}{g_{n-1}}+A_n=0.$$

Premier cas. — $\alpha(n)$ est une constante (on appellera « constante », ici, un nombre qui ne dépend ni de x ni de n). On pose alors

$$2f_n=2A_nQ(x)+B_n \qquad \text{et} \qquad g_n=A_nG(x).$$

$Q(x)$ et $G(x)$ étant indépendants de n. Ces quantités, substituées dans (7) conduisent à une alternative :

a. ou bien c'est le terme en x qui est nul, alors $(B_n/A_n)=(B_{n-1}/A_{n-1})$; et alors le terme en Q est nul aussi. $Q(x)$ est arbitraire; $G(x)$ est une constante, les P_n cherchés sont tels que $A_{n-1}^{-2}-A_n^{-2}=k=\text{const.}$, c'est-à-dire que le terme général de la suite numérique $\lambda_n=A_n^{-2}$ est une fonction linéaire de n (Exemple : si $\lambda_n=n$, on a les polynomes de Hermite).

b. ou bien c'est le terme en Q qui est nul, alors la différence $(B_n/A_n)-(B_{n-1}/A_{n-1})$ est constante, Q est arbitraire, G est linéaire en x et l'on a (C et D étant des constantes) :

$$\lambda_{n-1}-\lambda_n=C\lambda_n^{-\frac{1}{2}}B_n+D.$$

On prend pour λ_n une suite arbitraire, on en tire les B_n. [Exemple : les polynomes de Laguerre $\lambda_n = n(n+q)$.]

Deuxième cas. — $\alpha(n)$ est effectivement fonction de n; la relation (4) montre alors que les différences

$$L = \alpha(n+1) - \alpha(n) \text{ et } M = \alpha(n+1)[B_{n+1}/A_{n+1}] - \alpha(n)[B_n/A_n]$$

doivent être des constantes. On a encore une alternative

a. le rapport (B_n/A_n) ne dépend pas de n, alors $Q(x)$ est arbitraire, $G(x)$ est du second degré et l'on a

$$\alpha(n-1)A_{n-1}^{-2} - \alpha(n+1)A_n^{-2} = k' = \text{const.}$$

On prend arbitrairement la suite $\mu_n = \alpha(n)A_n^{-2}$, on en tire $LA_n^{-2} = C' + \mu_{n-1} - \mu_n$ d'où A_n et $\alpha(n)$ (Exemple les polynomes de Legendre).

b. $L = 0$, alors $\alpha(n) = \text{const}$; on est ramené au cas (1), (*b*).

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Sur la sommation des séries divergentes.* Note de M. **Marc Zamansky**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

1° L'hypothèse qu'une série Σu_k est sommable par une fonction sommatoire g de la classe $\mathcal{C}_p$ entraîne que $u_n = o(n^p)$ (¹);
2° Propriétés remarquables des séries pour lesquelles la sommabilité par une fonction g de $\mathcal{C}_p$ n'entraîne pas la sommabilité (C, p).

Soit Σu_k une série numérique, $g(t)$ une fonction sommatoire de la classe $\mathcal{C}_p$. Nous savons que si $T_x(g) = \sum_{k<x} g(k/x)u_k$ converge pour $x\infty$ et si la transformée de Mellin $M(g, s)$, de la fonction égale à g pour $0 \leq t \leq 1$, nulle ailleurs, n'a pas de zéros dans le demi-plan $\mathcal{R} \geq z0$, Σu_k est sommable par la $p^{\text{ième}}$ moyenne de Cesaro (C, p).

Ce résultat peut être sensiblement amélioré, en montrant d'abord que $u_n = o(n^p)$. Il apparaît d'autre part qu'un problème important est la recherche des séries « exceptionnelles », nous entendons par là, les séries qui sont sommables par $g \in \mathcal{C}_p$ et non par (C, p), ni par suite par aucune autre moyenne de Césaro. Bien qu'elles ne soient définies qu'à l'addition près d'une série sommable (C, p), on peut en obtenir des propriétés précises.

1° *Sommation avec un paramètre continu ou entier et majoration de* u_n. — Si Σu_k est sommable pour une fonction de $\mathcal{C}_p$ avec un paramètre continu, soit $g(t) = \sum_0^m a_q t^q$ un polynome entier équivalent à cette fonction. $g^{(p)}$ est alors

(¹) *Voir* Delange et Zamansky, *Comptes rendus*, **234**, 1952, p. 1025.

la première dérivée non nulle pour $t = 1$. Posons $g(t, t') = \sum_{0}^{m} a_q t^q t'^{m-q}$.
On a alors

$$T_n[g_{t'}^{\nu}[t, 1)] = o(n^\nu) \qquad (\nu = 1, 2, \ldots, m).$$

On en déduit que quel que soit l'entier fixe μ positif ou négatif : $\sum_{0}^{n} g[k/(n+\mu)]u_k = o(1)$. En particulier $g[(n+1)/n]u_n = o(1)$ d'où $u_n = o(n^p)$.

Inversement les hypothèses : $g^{(p+1)}$ bornée, $u = 1$ est zéro d'ordre p de g, $u_n = o(n^p)$ et $T_n(g)$ converge, entraînent : $T_x(g)$ converge (ces hypothèses ne sont pas les meilleures).

En particulier on voit ainsi que si $g(0) = 1$, $g^{(p+1)}$ est bornée et si $g^{(p)}$ est la première dérivée non nulle pour $t = 1$, il y a équivalence entre les hypothèses : « $T_x(g)$ converge » d'une part et « $T_n(g)$ converge et $u_n = o(n^p)$ » d'autre part.

2° *Séries exceptionnelles*. — Soit $g_1 \in \mathcal{C}_0$ (le cas où $g_1 \in \mathcal{C}_p$ se ramène à $\mathcal{C}_0$). On suppose que g_1 est continue pour $0 \leq t \leq 1$, $g(0) = 1$, $g(1) \neq 0$, que g' existe pour $0 < t \leq 1$ et que la variation totale de g'_1 sur $(\varepsilon, 1)$ est $o(\varepsilon^{\alpha-1})$ pour un $\alpha > 0$. On peut remplacer g_1 par un polynome entier g non nul pour $t = 1$, tel que $M(g, s)$ ait ses zéros dans la bande $0 \leq \mathcal{R}z \leq 1$. Soient $z_1, \ldots, z_m$ ces zéros distincts ou non et supposons Σu_k divergente et sommable (g).

Si Q est un procédé de sommation de Σu_k, appelons « série de Q » (relativement à Σu_k), la série $\Sigma[T_n(Q) - T_{n-1}(Q)]$. Désignons par $R \circ Q$ le procédé de sommation qui consiste à appliquer à la série de Q le procédé R. On a

$$g \sim Q_m \circ Q_{m-1} \circ \ldots \circ Q_1$$

où

$$Q_\nu = \left(\frac{1}{z_\nu} + 1\right)(1 - u) - \frac{1}{z_\nu} \qquad (\nu = 1, 2, \ldots, m).$$

Lors de chacune de ces opérations, on est amené à étudier la somme des n premiers termes d'une série, dont on sait que :

ou bien elle est sommable par le procédé Q_ν;

ou bien la $n^{\text{ième}}$ somme fournie par Q_ν est pour $n\infty$, $\sim Cn^s$;

ou bien elle est sommable par une moyenne logarithmique itérée un certain nombre de fois (ce cas ne pouvant se produire que si $M(g, s)$ a des zéros à parties réelles nulles).

On obtient alors le résultat suivant :

Lorsque $\sum_{1}^{\infty} u_k$ *est sommable par* $g \in \mathcal{C}_0$;

ou bien $\sum_{1}^{\infty} u_k$ *converge;*

ou bien $\sum_1^n u_k$ *est équivalent pour* $n\,\infty$ *à une combinaison linéaire d'expressions* $n^{\zeta}(\log n)^{\mu}$ *(où* ζ *est un zéro de la transformée de Mellin de* g*, d'ordre au moins égal à* μ*);*

ou bien $\sum_1^\infty u_k$ *est sommable par une moyenne logarithmique itérée.*

On remarquera que :

1° Si $\sum_1^n u_k = n^{z_0}(\log n)^q\,(0 \leq \mathcal{R}\, z_0 < 1)$, Σu_k est sommable par tout procédé g dont la transformée de Mellin admet z_0 pour zéro d'ordre q; si $\mathcal{R}\, z_0 = 0$, Σu_k est aussi sommable par la moyenne logarithmique itérée q fois.

2° Les résultats précédents s'appliquent aux moyennes de Haussdorff [2].

CALCUL FONCTIONNEL. — *Sur les ensembles convexes dans l'espace linéaire où aucune topologie n'est admise. Corps convexes.* II. Note (*) de MM. **William D. Berg** et **Otton Martin Nikodym**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

On donne une démonstration du théorème énoncé à la fin de la Note précédente [1]. On définit les notions d'ensemble linéairement fermé et d'ensemble linéairement borné. On montre que le plus petit ensemble convexe G, contenant deux corps convexes E, F linéairement fermés et linéairement bornés, peut être non fermé linéairement, et G peut être non linéairement borné, même si E, F le sont.

Nous reprenons les notions et notations de la Note précédente. Par *base de Hamel* de L nous entendons un ensemble H de vecteurs indépendants, tel que si $x \neq \theta$, on a une représentation unique $x = \Sigma_i \lambda_i e_i\,(i = 1, 2, \ldots, n;\, n = 1, 2, \ldots)$ où $\lambda_i \neq 0$ et $e_i \in H$. La base H existe toujours.

Voici la démonstration du théorème énoncé à la fin de la Note précédente. On peut supposer que $\theta \in E^{\star}$ et que la base $H = \{e_n\}$ de L est dénombrable. Soit $\lambda_n > 0$ tel que $\langle -\lambda_n e_n, \lambda_n e_n \rangle \subseteq E$. Soit $U(x)$ la fonctionnelle linéaire dans L, définie par $U(e_n) = n/\lambda_n$. L'hyperplan $\{x \,|\, U(x) = 0\}$ possède la propriété désirée; en effet $|U(x)|$ est non borné sur E. Remarquons qu'il existe, dans le même L, un ensemble convexe F pour lequel plat $F = L$, $F^{\star} = \Lambda$. En effet, $\operatorname{conv}(\theta, e_1, e_2, \ldots)$ est un tel ensemble. Chaque face de F est à dimension finie.

6. Un ensemble $A \subseteq L$ s'appelle *linéairement fermé* (l. f.) si, pour chaque

---

(2) *Voir* Rogosinski, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 38, 1942, p. 166 et suiv.

(*) Séance du 3 novembre 1952.

(1) *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 1005.

droite l, $A \cap l$ est fermé dans la topologie naturelle de l, il s'appelle *linéairement borné* (l. b.), si $A \cap l$ est toujours contenu dans un segment borné. La *clôture linéaire forte de* A (c. l. A) est définie comme $\cap F(A \subseteq F, A$ l. f.). [Cette clôture correspond à la « core topology » de V. L. Klee Jr. (²).]

7. Si E, F sont des corps convexes linéairement fermé et linéairement borné, convexe (E, F) peut être non linéairement fermé. Exemple : soit $\{e_n\}$ un système orthonormal et complet d'un espace réel, séparable et complet de Hilbert. Soit $\mu_n > 0$, $\Sigma_{n=1}^{\infty} \mu_n < +\infty$. Posons $x'_n = e_1 - 1/n . e_2 + \Sigma \mu_i e_i$, $x''_n = -e_i - 1/n . e_2 - \Sigma \mu_i e_i$ ($i = 3, 4, \ldots, n$; $n = 3, 4, \ldots$). Posons

$$A' = \text{conv}(x'_3, x'_4, \ldots), \qquad A'' = (x''_3, x''_4, \ldots),$$

et définissons $E' = \text{conv}(S + e_1 - 2e_2; A')$, $E'' = \text{conv}(S - e_1 - 2e_2; A')$, où S est la sphère fermée de rayon 1, centrée en θ. Posons $V = \text{var}(e_1, e_2, \ldots)$. Les ensembles $E = V \cap E'$, $F = V \cap E''$ ont la propriété désirée.

8. Si E, F sont des corps convexes l. b., conv(E, F) peut être non linéairement borné. Pour prouver ceci, signalons le lemme : Soit L un espace abstrait, L', W deux sous-variétés linéaires d'un espace complet $\mathfrak{H}$ de Hilbert, tels que L et L' soient algébriquement isomorphes et L' partout dense dans $\mathfrak{H}$. Soit $S' = \{x \mid 1 \geq \|x\|\}$. [L'image D isomorphe de $D' = (W + S) \cap L'$ est un corps convexe dans L]. Pour que D soit linéairement borné il faut et il suffit que $\overline{W} \cap L' = (\theta)$. (Remarquons que $\mathfrak{H}$ peut être remplacé par un espace de Banach). Soit maintenant $\{e(\alpha)\}$ une base de Hamel de L et considérons comme un système orthonormal et complet de $\mathfrak{H}$, ($\mathfrak{H}$ est l'espace « hilbertisé » de L). Soit $p = \Sigma_\alpha \lambda_\alpha e(\alpha)$ où $p \in \mathfrak{H}$, mais $p \in L$. Soit $p' = 2\lambda_1 e(1) - p$; soient W, W' des sous-variétés de $\mathfrak{H}$ telles que $p \in W$, $p' \in W'$, $\overline{W} \cap L = (\theta)$, $\overline{W'} \cap L = (\theta)$, par exemple W, W' peuvent être des droites. En vertu du lemme $E = (W + S) \cap L$, $F = (W' + S) \cap L$ sont des corps convexes linéairement bornés, mais $G = \text{conv}(E, F)$ n'est pas linéairement borné, parce que ray$[\theta, e(1), \rightarrow] \in G$. Géométriquement E, F résultent de S par « translations » dans des directions n'existant pas dans L.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Oscillations amorties d'une sphère dans un fluide visqueux.* Note (*) de M. **Jacques Valensi** et Mlle **Claire Clarion**, présentée par M. Joseph Pérès.

La théorie de Stokes relative au mouvement du pendule à sphère est précisée et complétée dans le cas d'oscillations d'amplitude finie, grâce à l'emploi de paramètres de similitude et en utilisant les résultats de l'expérience.

Les expressions théoriques données par O. E. Meyer pour la pulsation ω et

---

(²) *Duke Math. J.* 18, 1951, p. 443-466.

(*) Séance du 27 octobre 1952.

l'amortissement λ dans le mouvement libre d'une sphère oscillant au sein d'un fluide visqueux et rappelée à sa position d'équilibre par une force élastique linéaire sont bien connues. On peut les simplifier notablement en introduisant la pulsation ω_p que prendrait la sphère dans un fluide parfait de même masse spécifique que le fluide réel.

On fait ainsi apparaître dans les expressions de ω/ω_p et de λ/ω_p deux paramètres de similitude $\mathfrak{S}$ et m dont l'un $\mathfrak{S}$ est essentiel.

On a $\mathfrak{S} = R^2\omega_p/\nu$ et $m^2 = 1 + 2\rho'/\rho$, avec R le rayon de la sphère, ρ' sa masse spécifique, ρ et ν la masse spécifique et le coefficient de viscosité cinématique du fluide.

Pour m supérieur à 2 et $\mathfrak{S}$ supérieur à 100, $(1/2)$ (λ/ω) et λ^2/ω^2 sont négligeables devant 1 et $(\omega/\omega_p)^{1/2}$ peut être confondu sans erreur sensible avec 1.

Les expressions de O. E. Meyer peuvent alors très simplement se déduire d'une équation différentielle du deuxième ordre à coefficients constants qui s'écrit

$$(M + M')\ddot{x} + f_1\dot{x} + kx = 0 \tag{1}$$

avec M la masse oscillante et avec pour M' et f_1 des expressions tirées de celles données par Stokes et Lamb pour la masse hydrodynamique et le coefficient d'amortissement et déduites de l'intégration des équations de Navier-Stokes en négligeant les termes non linéaires.

Ces expressions s'écrivent :

$$M' = \rho V\left(\frac{1}{2} + \frac{9}{2\sqrt{2}}\mathfrak{S}^{-\frac{1}{2}}\right), \tag{2}$$

$$f_1 = \frac{9}{2\sqrt{2}}\rho V\omega_p\left[\mathfrak{S}^{-\frac{1}{2}} + \sqrt{2}\,\mathfrak{S}^{-1}\right]. \tag{3}$$

Les mesures que nous avons effectuées avec des sphères de différent rayon, oscillant dans des liquides de différente viscosité montrent que dans le domaine exploré caractérisé par $2 < m < 3$ et $20 < \mathfrak{S} \leq 50000$, les résultats théoriques représentent bien des phénomènes réels, pourvu que l'on se limite au cas des oscillations d'amplitude infiniment petite.

Dans le cas d'oscillations d'amplitude finie, les expériences montrent que pour un R, un $\mathfrak{S}$ et un m donnés, le quotient $\theta_n = (A_n - A_{n+1})/(x_n - x_{n+1})$ avec $A_n = x_n/x_{n+1}$ (x_n et x_{n+1} étant deux élongations maxima successives d'un même côté), est indépendant de n.

Il y a lieu de penser, dans ces conditions en se basant sur les calculs de Kryloff et Bogoliuboff, que dans le cas d'oscillations finies, l'équation différentielle représentant très approximativement les phénomènes réels sera obtenue en ajoutant au premier membre de l'équation (1) un terme supplémentaire $f_2|\dot{x}|\dot{x}$.

L'intégration approchée de l'équation ainsi modifiée qui est licite dans le domaine exploré permet de trouver par comparaison avec l'expérience l'expression semi-empirique de f_2 qui s'écrit :

$$f_2 \simeq 0,177\,\frac{\rho V}{R}\,\frac{m^2 + \frac{9}{\sqrt{2}}\,\mathfrak{S}^{-\frac{1}{2}}}{m\,\mathfrak{S}^{\frac{1}{2}}}. \tag{4}$$

D'ailleurs dans le domaine exploré ω/ω_p garde l'expression déduite du calcul de Meyer, tandis que le λ/ω_p de Meyer correspond à l'amortissement pour les oscillations d'amplitude infiniment petite.

Enfin on constate que lorsque $\mathfrak{S}$ augmente, $M'/\rho V$ tend asymptotiquement vers la valeur $1/2$ correspondant au fluide parfait.

Il est intéressant de comparer, pour un m donné et pour différentes valeurs de $\mathfrak{S}$ et de l'élongation, l'importance relative des modules des termes en $\dot{x}$ et $\dot{x}^2$ de l'équation modifiée.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Limitation des gradients, et de leur dérivée logarithmique dans les ondes de choc, par les formules de Chapman.* Note (*) de M. **Serge Travers**, présentée par M. Joseph Pérès.

Appliquées à l'écoulement unidimentionnel supersonique, les formules publiées par Chapman en 1939 pour l'anisotropie de pression et le flux de chaleur dans un gaz monoatomique non uniforme, limitent par rapport à la vitesse quadratique moyenne et au libre parcours moyen, le gradient maximum dans la discontinuité principale, et la dérivée logarithmique du gradient à l'entrée d'une onde de choc intense.

1° Appelons T la température absolue correspondant conventionnellement à la vitesse quadratique moyenne C, p la pression, ρ la densité, χ la conductibilité calorifique et η la viscosité correspondant à T, u la vitesse d'écoulement suivant l'axe x dirigé vers l'intérieur de l'onde de célérité U et de grand nombre de Mach M, q le flux négatif de chaleur, $(p_n - p)$ l'anisotropie positive de pression. Les conditions de permanence pour la fonction de répartition des vitesses d'agitation moléculaire donnent ([1]) approximativement : q comme la somme du terme classique $-\chi(dT/dx)$, de termes en $(\eta^2/\rho T)(dT/dx)(du/dx)$ et $(\eta^2/\rho u)(du/dx)^2$, et de termes en $-(\eta^2/\rho T)\,u(d^2T/dx^2)$ et $(\eta^2/\rho)(d^2u/dx^2)$; $(p_n - p)$ comme la somme du terme classique $-(4/3)\eta(du/dx)$, de termes en $(\eta^2/p)(du/dx)^2$ et $(\eta^2/\rho T^2)(dT/dx)^2$, et de termes en $(\eta^2/p)\,u(d^2u/dx^2)$ et $(\eta^2/\rho T)(d^2T/dx^2)$.

Contrairement à la plupart des auteurs ([2]), et à Chapman lui-même, nous

(*) Séance du 3 novembre 1952.

([1]) Chapman et Cowling, *Mathematical Theory of non uniform Gases*, 1939, p. 265.

([2]) Notamment Herpin, *Théorie générale des ondes de choc* (*Mémorial de l'Artillerie française*, 1952, p. 892).

ne ferons pas disparaître préalablement, de q la dérivée seconde (d^2T/dx^2) et de $(p_n - p)$ la dérivée seconde (d^2u/dx^2), par des transformations valables seulement pour les écoulements quasi isentropiques, non pour les ondes intenses en cause ici.

2° Dans la discontinuité principale, au gradient maximum, la dérivée seconde correspondante est nulle, et l'autre négligeable, les maxima de gradients de température et de vitesse s'écartant peu, comme ma thèse (³) l'a montré.

Écrivons $(p_n - p)/p = -(4/3)(\eta\, du/p\, dx) + K(\eta\, du/p\, dx)^2$, K étant voisin de 3. L'anisotropie relative $(p_n - p)/p$ est nécessairement inférieure à 2 dans un gaz, donc $\eta\, du/p\, dx$ est nécessairement limité.

En posant $l = (3\eta/\rho C)$, $(\eta/p) = (l/C)$, l est voisin d'un libre parcours moyen, et du/dx ne peut guère dépasser $0,4(C/l)$ dans les ondes intenses, où tous les gaz se compriment d'abord comme s'il étaient monoatomiques, de façon à ce que l'anisotropie relative de pression ne dépasse guère l'unité. La dérivée logarithmique de la température doit rester inférieure à l'inverse de l.

3° A l'entrée de l'onde, là où $[M^2(p_n - p)/p] < 1$, les gradients, proportionnels comme les variations à une même fonction exponentielle, sont très faibles, mais ont même dérivée logarithmique finie $1/i$.

Les produits et carrés des dérivées premières sont négligeables, mais la somme des termes aux dérivées secondes peut l'emporter sur le terme classique du gradient.

Suivant les formules de Chapman, un rapport acceptable des variations de température et de volume rend positives les sommes des termes aux dérivées secondes, d'une part pour $-q$, d'autre part pour $(p_n - p)$.

Appelons τ le rapport, très grand comme M^2, de $(T - T_0)/T_0$ à $1 - \omega = (U - u)/U$,

$$p_n - p \sim \frac{4}{3}\frac{\eta^2 U}{p}\frac{d^2u}{dx^2} + \frac{2\eta^2}{\rho T}\frac{d^2T}{dx^2} = \frac{4}{3}\frac{\eta^2 U}{p}\frac{d^2u}{dx^2}\left[1 - \frac{9\tau}{10\,M^2}\right].$$

Comme $U(d^2u/dx^2) < 0$ et $p_n - p > 0$, il faut que τ soit supérieur à $10\,M^2/9$ tout en étant inférieur à $15\,M^2/9$ (tangente à l'origine de la parabole).

$$q \sim -5,6\frac{\eta^2}{\rho T}\frac{d^2T}{dx^2} + \frac{2\eta^2}{\rho}\frac{d^2u}{dx^2} = -5,6\frac{\eta^2}{\rho T}\frac{d^2T}{dx^2}\left(1 + \frac{0,35}{\tau}\right) \sim -5,6\frac{\eta^2}{\rho T}\frac{d^2T}{dx^2}.$$

La conservation de l'énergie donne avec

$$c\Delta T \sim -\frac{q}{\rho_0 U}, \qquad ci^2\rho_0^2 T_0 = 5,6\eta^2, \qquad 2cT_0 = C^2, \qquad 2l^2 = \frac{9i^2}{5,6}, \qquad l^2 \sim 0,8\,i^2.$$

(³) TRAVERS, *Thèse*, Paris, 1951; *Mémorial de l'Artillerie française*, 1951; Eyrolles, 1952.

La valeur de τ doit conserver la quantité de mouvement

$$(p_n - p) + (p - p_0) = \rho_0 U^2 (1 - \omega)$$

$$-\frac{4}{3}\frac{\eta^2}{p} U \frac{d^2 u}{dx^2}\left(\frac{9}{10}\frac{\tau}{M^2} - 1\right) + p_0\left\{\frac{T - T_0}{T_0} + (1 - \omega)\right\} = p_0 U^2 (1 - \omega)$$

$$\frac{4}{3}\frac{l^2}{i^2}\frac{U^2}{C^2}\left(\frac{9}{10}\frac{\tau}{M^2} - 1\right) + \tau + 1 = \frac{5}{3}M^2, \qquad \tau \sim 1{,}47 M^2 < \frac{15}{9}M^2.$$

4° En employant les valeurs ainsi trouvées $(9\tau/10M^2 - 1) \backsim 0{,}35$ et $i \backsim 1{,}1\, l$ pour $M > 10$, le rapport de la somme des termes aux dérivées secondes au terme classique se trouve voisin de $0{,}2M$ pour $(p_n - p)$ et de M pour q. Quand $M \to 30$, le terme classique devient donc négligeable à l'entrée de l'onde, et c'est la somme des termes aux dérivées secondes qui limite la dérivée logarithmique $1/i$ au voisinage de l'inverse d'un libre parcours moyen.

5° Physiquement, la validité d'une formule de Chapman reste douteuse quand les dérivées secondes y sont prépondérantes. Mais nous venons de montrer que l'application ne présente pas de difficulté mathématique dans la discontinuité principale ou même au départ. Si Zoller [4] a trouvé dans la discontinuité principale pour $M > 5$ des termes correctifs décuples des termes classiques, et non environ égaux, ce serait par une méprise équivalant à un emploi injustifié des valeurs initiales des coefficients, valeurs beaucoup trop faibles pour la température de la discontinuité. Les anomalies signalées par cet auteur à l'entrée des ondes de $M > 1{,}3$ proviennent sans doute de l'emploi pour q d'une formule assez différente de celle publiée par Chapman en 1939, pour rendre incompatibles au départ une conductibilité efficace positive et une viscosité efficace positive.

AÉROTECHNIQUE. — *Applications nouvelles de l'anémomètre à fil chaud.* Note de M. **Gottfried Dätwyler**, présentée par M. Théodore de Kármán.

La sensibilité d'un fil chaud (sans pertes de chaleur aux supports par conduction métallique) aux fluctuations $\sqrt{\overline{u^2}}$ de la vitesse U de l'air est donnée par [1]

$$\varepsilon_U = \left(\frac{\partial E}{\partial U}\right)_I = \frac{I\alpha_0 R_0}{U\left(\dfrac{1}{\dfrac{\nu_m}{b}} - \dfrac{1}{n}\left[\dfrac{1}{\dfrac{\lambda_m}{a}} + \dfrac{\dfrac{1}{\alpha_0} + t_a}{\left(\dfrac{1}{\alpha_0} + t\right)(t - t_a)}\right]\right)}.$$

La sensibilité aux fluctuations $\sqrt{\overline{t^2}}$ de la température t_a de l'air est obtenue

(4) *Zur Struktur des Verdichtungsstosses* (*Z. Physik*, 130, 1951, p. 21-22).

(1) *Comptes rendus*, 229, 1949, p. 977.

par différentiation partielle de l'expression du bilan thermique du fil chaud par rapport à la température t_a de l'air, soit

$$\varepsilon_t = \left(\frac{\partial E}{\partial t_a}\right)_I = I\alpha_0 R_0 \frac{1-(t-t_a)\left(\frac{1}{\frac{\lambda_m}{a}} - \frac{n}{\frac{\nu_m}{b}}\right)}{1+(t-t_a)\left(\frac{1}{\frac{\lambda_m}{a}} - \frac{n}{\frac{\nu_m}{b}} - \frac{1}{\frac{1}{\alpha_0}+t}\right)}.$$

Avec ces expressions les problèmes suivants peuvent être étudiés.

1° La mesure de la turbulence cinématique peut être falsifiée par la présence d'une turbulence thermique.

De la tension fluctuante moyenne totale de l'anémomètre

$$\sqrt{\overline{e^2}} = \sqrt{\varepsilon_U^2 \overline{u^2} + \varepsilon_t^2 \overline{t^2} + 2\varepsilon_U \varepsilon_t \overline{ut}}$$

est évaluée la turbulence cinématique par division par ε_U, donc

$$u^* = \sqrt{\overline{u^2} + \left(\frac{\varepsilon_t}{\varepsilon_U}\right)^2 \overline{t^2} + 2\frac{\varepsilon_t}{\varepsilon_U}\overline{ut}}$$

ou, en introduisant la corrélation k

$$u^* = \sqrt{\overline{u^2} + \left(\frac{\varepsilon_t}{\varepsilon_U}\right)^2 \overline{t^2} + 2k\frac{\varepsilon_t}{\varepsilon_U}\sqrt{\overline{u^2}}\sqrt{\overline{t^2}}}.$$

On a

$$\frac{\varepsilon_t}{\varepsilon_U} = U\frac{\left[1-(t-t_a)\left(\frac{1}{\frac{\lambda_m}{a}} - \frac{n}{\frac{\nu_m}{b}}\right)\right]\left[\frac{1}{\frac{\nu_m}{b}} - \frac{1}{n}\left(\frac{1}{\frac{\lambda_m}{a}} + \frac{\frac{1}{\alpha_0}+t_a}{\left(\frac{1}{\alpha_0}+t\right)(t-t_a)}\right)\right]}{1+(t-t_a)\left(\frac{1}{\frac{\lambda_m}{a}} - \frac{n}{\frac{\nu_m}{b}} - \frac{1}{\frac{1}{\alpha_0}+t}\right)}$$

$$= U.\mathfrak{I} \sim \frac{-U}{n(t-t_a)}$$

approximation pour les cas $(t-t_a)\to 0$, mais valable tout généralement si $(t-t_a) < 400°C$.

Donc

$$u^* = \sqrt{\overline{u^2} + U^2\mathfrak{I}^2\overline{t^2} + 2kU\mathfrak{I}\sqrt{\overline{u^2}}\sqrt{\overline{t^2}}}.$$

La valeur correcte serait $\sqrt{\overline{u^2}}$. Le rapport entre les deux, avec

$$\frac{\sqrt{\overline{u^2}}}{U} = u', \qquad \text{est} \qquad \frac{u^*}{\sqrt{\overline{u^2}}} = \sqrt{1 + \mathfrak{I}^2\frac{\overline{t^2}}{u'^2} + 2k\mathfrak{I}\frac{\sqrt{\overline{t^2}}}{u'}}.$$

En présence de fluctuations thermiques la turbulence cinématique mesurée sera donc fonction de la température du fil chaud, donc fonction du courant

de chauffage de ce dernier, et différera de la valeur correcte excepté sous condition que

$$|\mathfrak{z}| = \frac{2ku'}{\sqrt{\overline{t^2}}} \sim \frac{1}{n(t - t_a)}.$$

2° Il a été proposé (²) d'utiliser l'indication du minimum de la turbulence thermique par le fil chaud pour déterminer si un thermomètre à résistance sous forme dudit fil chaud dans un écoulement à température élevée t_a possède exactement cette température moyenne. Le chauffage de la sonde dans ce cas est nécessaire pour compenser ses pertes de chaleur par rayonnement, etc.

Ici la tension fluctuante moyenne totale de l'anémomètre est évaluée comme étant l'effet des fluctuations thermiques seules, c'est-à-dire elle est divisée par ε_t, ce qui donne

$$t^* = \sqrt{\left(\frac{\varepsilon_U}{\varepsilon_t}\right)^2 u^2 + t^2 + 2k\frac{\varepsilon_U}{\varepsilon_t}\sqrt{\overline{u^2}}\sqrt{\overline{t^2}}}.$$

Puisque $t \to t_a$, $(t - t_a) = \delta \to 0$, on a

$$\frac{\varepsilon_U}{\varepsilon_t} \sim \frac{-n\delta}{U} \to 0,$$

et

$$t^* = \sqrt{(n\delta)^2 u'^2 + \overline{t^2} - 2kn\,\delta u'\sqrt{\overline{t^2}}}$$

qui a un minimum pour la valeur

$$\delta = \frac{\sqrt{\overline{t^2}}}{u'}\,\frac{k}{n}$$

égale à zéro seulement sous condition que $k = 0$ ou $\overline{t^2} = 0$.

La proposition citée ci-dessus est donc à préciser correspondamment.

MÉCANIQUE PHYSIQUE. — *Influence des phénomènes de fatigue sur le module d'élasticité des aciers.* Note de MM. **André Kovacs** et **Pierre Laurent**, présentée par M. Pierre Chevenard.

Divers auteurs (¹) ont montré que la flèche prise par une éprouvette soumise à un essai de flexion rotative ou alternée, varie avec le nombre de cycles. Ce résultat paraît indiquer une variation du module d'élasticité; une méthode pour déterminer la limite de fatigue est d'ailleurs basée sur cette constatation (²).

(²) *Comptes rendus*, **233**, 1951, p. 131.

(¹) *Voir*, notamment, Lazan, *A. S. M.*, 1950, p. 499.

(²) *Voir*, notamment, Fotiadi, *Rev. Métall.*, 1947, p. 12.

Mais, si l'on peut interpréter le fait en considérant que cette modification traduit un changement des propriétés intrinsèques du métal conféré par la fatigue, il est également permis de le relier à une variation dans le champ des contraintes.

Si la première hypothèse est exacte, le changement du module doit s'observer aussi dans l'essai par traction-compression; dans le deuxième cas, il doit disparaître.

Pour éclaircir ce point, nous avons entrepris des expériences sur un acier nickel-chrome de construction, après divers traitements thermiques. Les éprouvettes étaient incorporées dans une colonne vibrant longitudinalement à sa fréquence propre, de l'ordre de 150 Hz.

La partie cylindrique de l'éprouvette avait une section de 0,2 cm² et une longueur de 4 cm. Nous avons mesuré la fréquence d'après la durée de 10 000 alternances; ainsi, le module de l'éprouvette était mesuré avec une précision de 0,8 %.

Quels que soient la charge et le nombre de cycles, nous n'avons pu observer le moindre changement du module.

En conclusion, il nous semble que les variations de flèche observées dans les essais par flexion rotative ou alternée, sont dues à une modification progressive de la répartition des contraintes, résultant de l'hétérogénéité initiale.

MÉCANIQUE DES SOLS. — *Sur le tassement d'une couche d'argile sous l'effet d'une force concentrée.* Note de M. **Jean Mandel**, présentée par M. Albert Caquot.

Dans une précédente Note [1] nous avons donné la solution du problème du tassement d'une couche d'argile sous l'effet d'une force concentrée P s'exerçant à la surface du sol et normale à celle-ci, en admettant que, dans l'état d'équilibre final, la distribution des contraintes était celle que définissent les formules de Boussinesq. Ceci n'est exact que si les couches encaissantes ont mêmes coefficients d'élasticité que la couche d'argile. Nous admettions aussi, comme conséquence de l'hypothèse précédente, que sur les deux faces de la couche le cisaillement ne varie pas au cours du tassement.

Nous avons repris le problème en supposant que les couches encaissantes ont des coefficients d'élasticité différents de ceux de la couche d'argile et en admettant sur les faces de la couche d'autres conditions à la limite.

En généralisant un calcul dû à Burmister, nous obtenons pour la dilatation cubique à l'intérieur de la couche d'argile dans l'état d'équilibre final une

(1) *Comptes rendus*, 232, 1951, p. 209.

expression de la forme

$$(1)\qquad \theta_x = -\frac{P(1-2\sigma)}{2\pi\mu}\int_0^\infty [\varphi(mh)e^{-my} + \psi(mh)e^{my}]\, J_0(mr)\, m\, dm,$$

μ est le deuxième coefficient de Lamé, σ le coefficient de Poisson de l'argile, r, y désignent les coordonnées dans le plan méridien passant par la ligne d'action Oy de la force P. Le plan $y=0$ est la face supérieure de la couche d'argile, h la distance de cette face à la surface du sol. J_0 est la fonction de Bessel d'ordre zéro. Lorsque la couche d'argile a une épaisseur infinie :

$$\psi(mh) = 0, \qquad \varphi(mh) = g(mh);$$

en posant

$$(2)\qquad g(mh) = (1 - N_2)\frac{e^{mh} - N_1(1 - 2mh)\, e^{-mh}}{e^{2mh} - (N_1 + N_2 + 4N_1 m^2 h^2) + N_1 N_2 e^{-2mh}}$$

$$N_1 = \frac{\mu_1 - \mu}{\mu_1 + \mu(3 - 4\sigma_1)}, \qquad N_2 = \frac{\mu_1(3 - 4\sigma) - \mu(3 - 4\sigma_1)}{\mu_1(3 - 4\sigma) + \mu},$$

μ_1, σ_1 sont les coeficients de la couche qui surmonte l'argile.

En supposant alors que sur les deux faces de la couche d'argile il n'y ait aucun déplacement radial au cours de la consolidation, on obtient pour le tassement à la distance r et au temps t l'expression

$$(3)\qquad \mathfrak{T}(r,t) = \mathfrak{T}(r,\infty) - \frac{P(1-2\sigma)}{2\pi\mu a}\int_0^\infty \chi(mh) \sum_{k=1,3,5,\ldots} \left[\frac{2n_k}{m^2+n_k^2}\right]^2 e^{-(m^2+n_k^2)ct}\, ch(ma)\, J_0(mr)\, m\, dm,$$

où

$$\chi(mh) = \varphi(mh)e^{-ma} + \psi(mh)e^{ma}, \qquad n_k = k\frac{\pi}{2a},$$

$2a$ est l'épaisseur de la couche.

Pour une couche infiniment mince, cette formule conduit au même résultat que la méthode approchée classique de M. Terzaghi. Il n'en est pas de même pour une couche épaisse. Pour une couche d'épaisseur infinie, on obtient

$$(4)\qquad \mathfrak{T}(r,t) = \mathfrak{T}(r,\infty) - \frac{P(1-2\sigma)}{4\pi\mu}\int_0^\infty g(mh) f(m\sqrt{ct})\, J_0(mr)\, dm,$$

où $g(mh)$ est donné par (2) et

$$(5)\qquad f(m\sqrt{ct}) = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\left[(1 + 2u^2)\int_u^\infty e^{-x^2}dx - ue^{-u^2}\right], \qquad u = m\sqrt{ct}.$$

Si, au lieu d'admettre qu'il n'y a pas de déplacement radial, on admet que le cisaillement sur les deux faces de la couche ne varie pas au cours de la consolidation, on retrouve une expression de la forme (4), mais $f(m\sqrt{ct})$ dépend dans ce cas du coefficient de Poisson σ de l'argile. Pour $\sigma = 0{,}5$ on retrouve l'expression (5).

Par application du principe de superposition on déduit facilement des

formules précédentes le tassement au centre d'un cercle de rayon R sur la surface duquel est répartie uniformément une force totale P. L'intégration dans l'aire du cercle conduit à remplacer simplement dans les formules (3) et (4) $J_0(mr)$ par $2J_1(mR) : mR$.

PHYSIQUE MATHÉMATIQUE. — *Variants intégraux associés aux équations hyperboliques linéaires*. Note de M. **Frans H. van den Dungen**, présentée par M. Joseph Pérès.

Nous avons montré ([1]) que l'intégrale de la fonction u étendue à l'aire S atteinte à l'instant t par l'onde émise par S_0 à l'instant t_0, constitue un variant intégral qui satisfait à une équation différentielle ordinaire dont le type dépend de l'équation aux dérivées partielles régissant la fonction u.

On peut former une infinité de variants intégraux dont l'expression générale est celle du moment

$$\text{(A)} \qquad \iint_S x^k y^l u \, dS \qquad (k, l = 0, 1, 2, \ldots).$$

Chacun de ces variants est un polynome en t, dans le cas de l'équation classique des ondes, dont les coefficients sont les variants $(k', l' \leq k, l)$ calculés à l'instant initial en fonction des données de Cauchy f et g sur S_0; les axes x et y sont choisis de façon quelconque une fois pour toutes.

Si l'on calcule la transformée de Fourier

$$\text{(B)} \qquad F(t; p, q) = \iint_{-\infty}^{+\infty} \exp(ipx + iqy) \, u(t) \, dx \, dy,$$

le variant est proportionnel au coefficient du terme en $p^k q^l$ dans le développement de (B) en série double entière. Il s'ensuit que l'équation différentielle du variant se déduit aisément de l'équation différentielle (en t) à laquelle F doit satisfaire. On voit donc que, tout au moins au point de vue formel, la solution $u(t)$ peut être calculée en fonction de la suite des variants (A). On peut d'ailleurs remplacer les moments par les expressions semblables aux « semi-invariants » de Thiele utilisés en Statistique, que l'on obtient en développant log F en série double.

Dans nos raisonnements, nous avons supposé que sur le contour c_0 limitant S_0, la fonction u et ses dérivées premières sont nulles. Lorsque les dérivées premières sont discontinues sur c_0 les équations de propagation de ces discontinuités assurent encore l'existence des variants. Lorsque la discontinuité atteint u, il faut tenir compte des équations particulières de propagation d'une telle discontinuité. En voici un *exemple :* l'écoulement linéarisé à une dimen-

---

([1]) *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 532.

sion d'un fluide incompressible satisfait aux équations

$$\frac{\partial\eta}{\partial t}+h_0\frac{\partial\upsilon}{\partial x}+u_0\frac{\partial\eta}{\partial x}=0, \qquad \frac{\partial\upsilon}{\partial t}+u_0\frac{\partial\upsilon}{\partial x}+g\cos\alpha\frac{\partial\eta}{\partial x}+2bgu_0\upsilon=0,$$

où η est le remous de la ligne d'eau et υ la survitesse; les constantes h_0, u_0, α et b caractérisent la profondeur et la vitesse du mouvement permanent, la pente du thalweg et le coefficient de Chézy. Si le remous s'étend de x_1, à x_2, on doit avoir pour ces deux abscisses

$$w-u_0=h_0\frac{\upsilon}{\eta}=g\cos\alpha\frac{\eta}{\upsilon},$$

où w est la vitesse de déplacement du ressaut. Compte tenu de ces relations, les premiers variants sont encore

$$U_0=\int_{x_1}^{x_2}\upsilon\,dx, \qquad H_0=\int_{x_1}^{x_2}\eta\,dx.$$

Introduisons les transformées de Fourier

$$F=\int_{-\infty}^{+\infty}e^{ipx}\eta\,dx, \qquad G=\int_{-\infty}^{+\infty}e^{ipx}\upsilon\,dx.$$

On déduit dès lors des équations

$$\frac{dF}{dt}=ip\,h_0G+ip\,u_0F, \qquad \frac{dG}{dt}=ip\,u_0G+ip\,g\cos\alpha F-2bg\,u_0G,$$

les équations différentielles des variants successifs

$$\frac{dH_0}{dt}=0, \qquad \frac{dH_1}{dt}=h_0H_0+u_0U_0,$$

$$\frac{dU_0}{dt}=-2bg\,u_0U_0, \qquad \frac{dU_1}{dt}=h_0U_0+g\cos\alpha H_0-2bg\,u_0U_1,$$

et ainsi de suite.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Forces s'exerçant sur les lignes de courant usuelles des particules de spin 0, 1/2 et 1 en théorie de l'onde-pilote.* Note de M. **Jean-Pierre Vigier**, présentée par M. Louis de Broglie.

On étend les calculs de M. L. de Broglie [1] sur le courant de Gordon aux courants $\varphi^+\beta^\mu\varphi$ tirés des équations $\beta^\mu D_\mu\varphi-\mu\varphi=0$ où les β^μ satisfont aux relations de commutations habituelles. On en déduit des expressions simples pour les forces, qui permettent de passer à l'interprétation de la double solution en théorie unitaire.

Dans une Note récente M. Louis de Broglie [2] a étendu ses anciennes

(1) L. de Broglie, *Comptes rendus*, 187, 1927, p. 1118.
(2) L. de Broglie, *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 557.

conceptions de l'onde-pilote en choisissant comme lignes de courant des lignes différentes des lignes de courant habituelles, tangentes en chaque point au courant de Dirac.

A l'exemple de M. D. Bohm [3] nous proposons au contraire de considérer ces lignes de courant comme trajectoires réelles possibles et d'étendre le calcul au cas des particules de spin 0 et 1.

Partons des équations d'ondes écrites sous la forme

$$\hbar D_\nu \beta^\nu \varphi + \mu\varphi = 0, \tag{1}$$

avec $D_\nu = \partial_\nu - i\varepsilon A_\mu$, $\mu = m_0 c$ et $\varepsilon = e/\hbar c$. Les courants correspondants $j^\nu = \varphi^+ \beta^\nu \varphi$ transformés à l'aide des équations (1) et compte tenu des relations de commutation s'écriront si l'on pose $I^{\mu\nu} = \beta^\mu\beta^\nu - \beta^\nu\beta^\mu$ et $F_{\nu\rho} = \partial_\nu A_\rho - \partial_\rho A_\nu$:

$$j_\nu = \frac{1}{\mu}\left[\hbar(\partial_\nu\varphi^+\varphi - \varphi^+\partial_\nu\varphi) + i\varepsilon A_\nu\varphi^+\varphi + \frac{\hbar}{4}\partial_\alpha\varphi^+ I^\alpha{}_\nu\varphi\right] \tag{2}$$

dans le cas des particules de Dirac ($\beta^\mu\beta^\nu + \beta^\nu\beta^\mu = 2\delta^{\mu\nu}$) et

$$j_\nu = \frac{1}{2\mu}\left[\hbar(\partial_\nu\varphi^+\varphi - \varphi^+\partial_\nu\varphi) + 2i\varepsilon A_\nu\varphi^+\varphi + \hbar\partial_\alpha\varphi^+ I^\alpha{}_\nu\varphi - \frac{i\varepsilon\hbar^2}{\mu}F_{\alpha\rho}\varphi^+\beta_\alpha\beta_\nu\beta_\rho\varphi\right] \tag{3}$$

dans le cas des particules de Petiau-Kemmer ($\beta^\mu\beta^\nu\beta^\rho + \beta^\rho\beta^\nu\beta^\mu = \beta^\mu\delta^{\nu\rho} + \beta^\rho\delta^{\nu\mu}$).

Dans tous les cas introduisons avec MM. de Broglie et Bohm une fonction auxiliaire S à l'aide des relations

$$\Psi_k = a_k e^{-i\frac{S+\Theta_k}{\hbar}} = e^{-i\frac{S}{\hbar}}\Phi_k \tag{4}$$

où k désigne les composantes des spineurs. Les courants s'écriront alors :

$$j_\nu = 2i\frac{\varphi^+\varphi}{\mu}\left[\partial_\nu S + \left\{\varepsilon A_\mu - \frac{\hbar}{2i\varphi^+\varphi}(\partial_\nu\Phi^+\Phi - \Phi^+\partial_\nu\Phi) + \frac{\hbar}{8i\varphi^+\varphi}\partial_\alpha\varphi^+ I^\alpha{}_\nu\varphi\right\}\right] \tag{5}$$

et

$$j_\nu = \frac{i\varphi^+\varphi}{\mu}\left[\partial_\nu S + \left\{\varepsilon A_\nu + \frac{\hbar}{2i\varphi^+\varphi}(\partial_\nu\Phi^+\Phi - \Phi^+\partial_\nu\Phi) + \frac{\hbar}{2i\varphi^+\varphi}\partial_\alpha\varphi^+ I^\alpha{}_\nu\varphi - \frac{\varepsilon\hbar^2}{i\mu\varphi^+\varphi}F_{\alpha\rho}\varphi^+\beta_\alpha\beta_\nu\beta_\rho\varphi\right\}\right], \tag{6}$$

soit, en introduisant la vitesse d'univers u_ν colinéaire à $j_\nu (u^\nu u_\nu = 1)$, en posant $P_\nu =$ termes $\{\ \}$ dans (5) et (6) et en écrivant à l'exemple de M. de Broglie

$$M_0 = [(\varphi^+\beta_\nu\varphi)(\varphi^+\beta^\nu\varphi)]^{\frac{1}{2}}(2i\varphi^+\varphi)^{-1}\mu'$$

($\mu' = \mu$ pour Dirac et 2μ dans les autres cas) :

$$M_0 u_\nu = \partial_\nu S + P_\nu. \tag{7}$$

---

(3) D. Bohm, Communication privée.

On en déduit tout de suite l'équation de Lagrange. En effet :

$$\frac{d}{ds}\mathrm{M}_0 u_\nu = u^i \partial_i \mathrm{M}_0 u_\nu = u^i \partial_i(\partial_\nu \mathrm{S} - \mathrm{P}_\nu) = u^i \partial_\nu(\partial_i \mathrm{S} - \mathrm{P}_\nu) + u^i(\partial_i \mathrm{P}_\nu - \partial_\nu \mathrm{P}_i)$$
$$= \partial_\nu \mathrm{M}_0 + u(\partial_\nu \mathrm{P}_i - \partial_i \mathrm{P}_\nu),$$

compte tenu de la définition des u_ν. Il en résulte que tout se passe comme si la particule était soumise à :

— un potentiel invariant M_0 ;

— un potentiel quadrivecteur P_ν.

Dans le cas de Dirac on retrouve bien l'expression simple de Bohm :

$$\mathrm{M}_0 = [(\varphi^+\varphi)^2 + (\varphi^+\varphi^5\varphi)^2]^{\frac{1}{2}}(2i\varphi^+\varphi)^{-1}\mu,$$

compte tenu des identités de Pauli.

Passons maintenant à l'interprétation de la double solution (4). Introduisons l'onde physique à singularité U qui définit une particule liée aux $g_{\mu\nu}$ de l'espace par la relation :

$$g_{\mu\nu} = \varepsilon_{\mu\nu} + \lambda\theta_{\mu\nu}(u^+, u), \tag{8}$$

où $\varepsilon_{\mu\nu}$ désigne les valeurs galiléennes des $g_{\mu\nu}$, λ une fonction de forme, $\theta_{\mu\nu}$ le tenseur énergie impulsion canonique symétrique de Belinfante-Rosenfeld. Posons

$$\mathrm{U}_k = \left(a_k(r) + \frac{b_k(r)}{r}\right)\exp\left(-i\frac{\mathrm{S}+\theta_k}{\hbar}\right); \qquad \text{où} \quad \varphi_k = a_k \exp\left(-i\frac{\mathrm{S}+\theta_k}{\hbar}\right)$$

satisfait à (1), r désignant la distance d'Univers à une ligne singulière L; les b_k étant déterminés de telle façon que $g_{\mu\nu} = \varepsilon_{\mu\nu} - 2m/r + \lambda\theta_{\mu\nu}(\varphi^+, \varphi)$. Lorsque ces $g_{\mu\nu}$ satisfont aux équations de la relativité, L coïncide avec une géodésique de $g_{\mu\nu} = \varepsilon_{\mu\nu} + \lambda\theta_{\mu\nu}(\varphi^+, \varphi)$ qui se confond avec la ligne de courant $\varphi^+\beta^\nu\varphi$ pourvu que $\lambda(\mathrm{L}) = \mu'(\varphi^+\varphi\mathrm{M}_0)^{-1}$.

De tels $g_{\mu\nu}$ définissant des particules élémentaires conformes aux conceptions de M. de Broglie. On passe au point de vue statistique en désignant par φ_{L} l'onde physique liée à une trajectoire L et en construisant une onde régulière $\Psi_k = \mathrm{A}_k \exp[-i(\alpha_{k/\hbar})]$ telle que

$$\mathrm{A}_k(\mathrm{L}) = a_k(\mathrm{L}), \quad \partial_\mu \mathrm{A}_k(\mathrm{L}) = \partial_\mu a_k(\mathrm{L}), \quad \alpha_k(\mathrm{L}) = \mathrm{S} + \theta_k \quad \text{et} \quad \partial_\mu \alpha_k = \partial_\mu(\mathrm{S} + \theta_k),$$

sur chaque trajectoire L possible. On peut montrer alors que cette onde décrit correctement l'ensemble statistique des particules astreintes à suivre la congruence des trajectoires L.

---

(4) J.-P. Vigier, *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 869.

MÉTROLOGIE. — *A propos de la détermination précise de l'accélération due à la pesanteur : rôle complexe de la viscosité des gaz.* Note de M. **Pierre Vernotte**, présentée par M. Albert Pérard.

Pour déterminer g par la méthode de la chute libre en atmosphère raréfiée, il faut, pour tenir compte de la viscosité en mouvement *non* uniforme, introduire deux termes correctifs que l'on élimine, l'un par extrapolation à la pression nulle, et l'autre par divers procédés dont l'emploi d'un deuxième gaz.

M. Charles Volet a présenté au monde scientifique, et expérimenté, une méthode de mesure de g extrêmement remarquable en ce qu'elle ne repose, théoriquement, que sur l'application la plus simple de la loi fondamentale de la dynamique, à savoir la chute d'un solide dans le vide, mesurée avec la perfection que permet aujourd'hui la technique; et il semble bien que ce soit la méthode de l'avenir. Malheureusement, ainsi qu'il est arrivé dans plusieurs cas, lorsque l'on veut obtenir avec la méthode la très haute précision qu'elle paraît pouvoir donner, on se heurte à des phénomènes accessoires qui introduisent alors de graves difficultés. Nous nous proposons d'indiquer dans la présente Note, comment on pourrait y parer.

Le véritable obstacle gît dans la viscosité du gaz où s'opère la chute. On peut bien tenter d'en éliminer l'effet en opérant à pression faible et variable et extrapolant à la pression nulle. En réalité, on n'arrive ainsi qu'à simplifier le problème de la résistance du gaz, car à faible pression le nombre de Reynold ne correspond plus qu'au régime visqueux bien moins complexe (si l'on a pris soin de supprimer toute arête vive), mais la viscosité restant longtemps indépendante de la pression, l'extrapolation n'aboutit pas. Aux pressions extrêmement faibles la résistance prendrait une loi très compliquée et ne deviendrait vraiment négligeable qu'à des pressions que les circonstances expérimentales semblent rendre pratiquement inaccessibles.

En fait, même en régime visqueux, la loi de la résistance n'est pas connue, et quand bien même le corps en chute serait une sphère, la formule de Stokes ne serait pas valable, le mouvement n'étant pas uniforme. A notre connaissance, une telle étude théorique n'a pas été faite et les donnée expérimentales sont maigres. On peut chercher le type de la loi de résistance par des considérations dimensionnelles. Au terme $A l v \eta$ du mouvement uniforme ajoutons le « terme d'accélération » $B v^{\alpha} \gamma^{\beta} \rho^{\delta} \eta^{\varepsilon} l^{\lambda}$ ayant les dimensions d'une force et où nous pouvons affirmer que α, β, ε sont positifs. Les cinq exposants sont déterminés par les trois équations.

$$\delta + \varepsilon = 1, \qquad \alpha + \beta - 3\delta + \varepsilon + \lambda = 1, \qquad -\alpha - 2\beta' - \varepsilon = -2.$$

Essayons de compléter par cette double hypothèse : le terme en question représentant des effets d'inertie, γ et ρ interviennent avec le même exposant

($\beta=\delta$) comme dans la loi fondamentale de la dynamique, et la masse de fluide freinant par inertie est proportionnelle à la surface présentée ($\lambda=2$). Cela donne $\alpha=\beta=\delta=\varepsilon=1/2$, et le second terme correctif est de la forme $Bl^2\sqrt{\nu\gamma\rho\eta}$.

Il en résulte, dans l'équation donnant le déplacement x en fonction du temps t, non seulement le terme en t^3 signalé et évalué par nous et dont les mesures de M. Volet ont confirmé l'ordre de grandeur, mais aussi un terme en $t^{5/2}$ dont nous ne savons rien. Seulement, la théorie faite le rend proportionnel à la racine carrée de la pression p, de sorte qu'il est sans doute négligeable aux pressions très réduites utilisées et qu'à tout le moins il est facile de l'éliminer par *extrapolation* à la pression nulle pourvu qu'on représente les résultats en fonction de $\sqrt{p}$ et *non* de p. Comme seul subsiste alors le terme $Al\nu\eta$, on peut, soit le calculer *a priori* si, comme l'avait envisagé M. Volet, l'objet qui tombe est une sphère, soit en tenir compte sous la forme d'un terme en t^3 si l'on dispose d'un nombre assez grand de points expérimentaux, soit enfin l'éliminer en répétant la mesure dans un gaz de viscosité nettement différente (hydrogène), et contrôler toutes ces spéculations en usant d'un troisième gaz (argon et même CO_2).

THERMODYNAMIQUE. — *Application de la méthode de fusion des racines à l'étude de la stabilité du réglage automatique d'un échangeur thermique.* Note (*) de M. **Pierre-Louis Dubois-Violette**, présentée par M. Gustave Ribaud.

On règle la température de sortie d'un liquide réchauffé par la condensation de la vapeur d'eau. L'impédance de transfert de l'installation s'exprime au moyen de fonctions entières auxquelles la méthode de fusion des racines s'applique. La discussion de la stabilité du réglage est simple, car seule la plus petite des racines est finalement à considérer. On montre alors l'efficacité du réglage par action proportionnelle qu'une correction dérivée de sens normal peut encore améliorer.

Dans l'échangeur que nous prenons comme exemple, une huile circulant à l'intérieur d'un tube d'acier est réchauffée par la condensation, à l'extérieur du tube, d'un courant de vapeur d'eau, dont le débit Q est utilisé comme grandeur de réglage. La température de sortie du liquide est la grandeur réglée.

I. Notations et hypothèses. — μ et C désignent les masse et chaleur spécifiques du liquide, ρ et γ les grandeurs correspondantes relatives au tube, dont les rayons intérieur et extérieur sont R et R′, la longeur L. Il est en outre commode de considérer le paramètre sans dimension $\alpha=(\rho/\mu)\times(\gamma/C)\times(R'^2-R^2)/R^2$, dont la valeur numérique est habituellement comprise entre 1 et 3. Le débit en masse du liquide est noté Q_0.

(*) Séance du 3 novembre 1952.

Dans les discussions relatives au réglage, nous assimilerons le coefficient de transmission de chaleur h du tube au liquide à sa valeur moyenne. Rappelons que dans le cas d'un liquide visqueux, dont la viscosité varie assez rapidement avec la température, h ne dépend, en régime laminaire, que de la puissance 0,14 du coefficient de viscosité [1].

En régime permanent : Θ_0, $\Theta_{(y)}$ et Θ_L désignent les températures du liquide dans les sections droites du tube, dont les distances à la section d'entrée sont respectivement $y=0$, y et L. La température Θ_1 du tube est considérée comme uniforme.

En régime transitoire : la partie variable de la grandeur considérée est représentée par la lettre minuscule correspondante, affectée du même indice.

Enfin nous désignerons par Λ le quotient $Q_0 C/2\pi R h$, homogène à une longueur, et par T la constante de temps $\mu CR/2h$.

II. Impédance de transfert de l'échangeur. — 1° La distribution de la température du liquide est liée à la température du tube par l'équation aux dérivées partielles :

$$\Lambda \frac{\partial(\Theta+\theta)}{\partial y} + T\frac{\partial \theta}{\partial t} + \Theta + \theta = \Theta_1 + \theta_1. \tag{1}$$

En utilisant la transformation de Laplace pour intégrer (1), on obtient l'expression de $\theta_L(p)$ en fonction de $\theta_1(p)$.

2° Négligeant les pertes de l'échangeur et la capacité calorifique de la vapeur devant celle du tube, le bilan des échanges de chaleur s'établit ainsi par unité de temps :

$$A q - 2\pi R h \int_0^L (\theta_1 - \theta)\, dy = \rho\gamma\pi(R'^2 - R^2)\, L \frac{d\theta_1}{dt}. \tag{2}$$

L'expression de $\theta_L(p)$ en fonction de $q(p)$ résulte finalement de (1) et (2). On obtient, comme cas particulier, la variation $\Delta\Theta_L$ qui correspond, en régime permanent, à la variation de débit fixe ΔQ.

3° Rapportant $q(p)$ à ΔQ et $\theta_L(p)$ à $\Delta\Theta_L$, l'impédance de transfert de l'installation, égale à l'inverse du rapport de transmission [2], se calcule sans difficulté et se présente sous la forme du quotient $f(p)/g(p)$ de deux fonctions entières appartenant à la classe à laquelle s'applique la méthode de fusion des racines.

III. Discussion de la stabilité du réglage. — 1. *Réglage par action proportionnelle.* — Le critère d'enlacement des racines [2] s'applique ici à la fonction $F(p) = f(p) + rg(p)$, r désignant, suivant une notation déjà utilisée [2], le taux de réaction du réglage. Compte tenu des ordres de

---

(1) W. H. Mc Adams, *Transmission de la chaleur*, 1950, p. 220, Dunod.

(2) *Comptes rendus*, **230**, 1950, p. 1380.

grandeur habituels de α et de L/Λ (de 0,7 à 1), on montre que la limite critique r_0 ([2]) de r vérifie sensiblement

$$(3) \qquad r_0\frac{\Lambda}{L}\left(1-e^{-\frac{L}{\Lambda}}\cos\left(\frac{L}{\Lambda}T\omega\right)\right)=\frac{(1+2\alpha)(T\omega)^2}{1-T\omega\sin\left(\frac{L}{\Lambda}T\omega\right)}=\alpha(T\omega)^2.$$

ω désigne la pulsation des oscillations qui s'amorcent pour $r=r_0$.

On voit, d'après l'expression (3) de r_0 en fonction de ω, que *seule la plus faible des racines positives ω_0 est à retenir.* On retrouve donc sur cet exemple une circonstance sur laquelle j'ai précédemment attiré l'attention ([3]) et qui simplifie la méthode de discussion adoptée.

En résolvant (3), on trouve ω_0 compris entre $4,5/T$ et $7/T$ suivant les valeurs de α et L/Λ, et r_0 de l'ordre de 30, T étant couramment de l'ordre de la demi-minute.

2. *Amélioration de la stabilité par une correction dérivée.* — On montre qu'une correction dérivée de taux $k>0$, donc de sens habituel, déplace la racine ω_0 vers les $\omega>0$, et par suite améliore la stabilité à un double titre : la période des oscillations est raccourcie et, de plus, la limite critique r_0 devient plus élevée.

Si l'on prévoit plusieurs régimes de débit Q_0, on doit adjoindre au réglage une correction intégrale, mais on conclut de ce qui précède que, pour chacun des régimes, le réglage proportionnel est à lui seul efficace.

ÉLECTRICITÉ. — *Observation des dépôts de précipitation électrique au microscope électronique.* Note de MM. **Marcel Pauthenier** et **René Challande**, présentée par M. Eugène Darmois.

Nous avons montré, dans une précédente Note ([1]) suivant quelles lois on peut obtenir des dépôts classés de particules observables au microscope optique. Le prolongement de notre étude théorique nous a conduits à penser qu'il existait des dépôts de particules beaucoup plus fines au delà des fronts qui limitent les dépôts observables ([2]). Une modification de notre appareil de précipitation nous a permis, à l'aide du microscope électronique, de vérifier qu'il en est bien ainsi.

Sur la fente prévue pour recevoir le film de précipitation on applique un couvercle spécialement conçu pour recevoir des porte-objets du microscope électronique. Ces porte-objets sont alignés suivant une génératrice

---

([3]) *Comptes rendus*, 233, 1951, p. 730.

([1]) *Comptes rendus*, 231, 1950, p. 114.

([2]) Nous poursuivons, en liaison avec Henri Heim de Balsac, une série d'études sur les ultrapoussières, tant au point de vue physique qu'au point de vue biologique.

du tube et régulièrement espacés à partir de la limite de précipitation des éléments de 2 μ [la percussion de particules de dimensions supérieures



Fig. 1. — Particule de 2,5 μ déchirant une membrane de porte-objet situé à 30 cm de l'origine. (Grossissement : 8000.)

1 μ

sur la membrane provoque des déchirures (*fig.* 1)]. Les préparations sont ensuite ombrées à l'or pour permettre l'écoulement des charges dues au

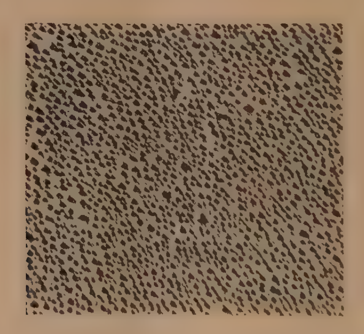


Fig. 2. — Dépôt de particules à 47 cm de l'entrée. (Grossissement : 8000.)

1 μ

flux d'électrons du microscope et une observation meilleure. Les figures 2 et 3 montrent la décroissance des dimensions de sphérules de verre préci-

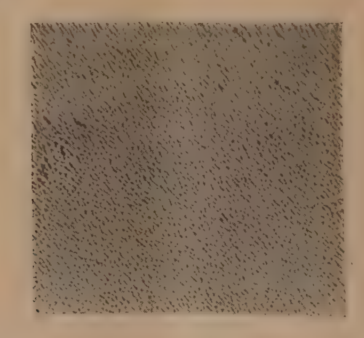


Fig. 3. — Dépôt de particules à 55 cm de l'entrée. (Grossissement : 8000.)

pitées dans un champ électrique ionisé uniforme à mesure que l'on s'éloigne de l'origine. Des auteurs américains ont pu observer, par une méthode différente de la nôtre, des particules de fumée visibles au microscope électronique (de 0,5 à 3 μ), mais non sélectionnées par ordre de grandeur (³). Nous obtenons des dépôts homogènes et uniformément répartis; nous avons pu constater la présence de particules de 2/100 de micron par cette méthode.

OPTIQUE ÉLECTRONIQUE. — *Aberration de sphéricité des lentilles à grilles.* Note (*) de M. **Michel Bernard**, présentée par M. Louis de Broglie.

Nous étudions le coefficient d'aberration de sphéricité des lentilles à grille, dans le cas limite où la grille est assimilable à une membrane continue, transparente aux électrons. Ce coefficient est positif dans les lentilles convergentes, mais il devient négatif pour les lentilles divergentes, ce qui permet d'envisager la synthèse de systèmes stigmatiques.

1. Scherzer (¹) a montré qu'il était impossible de corriger l'aberration de sphéricité des lentilles électroniques. Mais ses calculs ne sont valables que si la fonction $\Phi(z)$, représentant le potentiel sur l'axe du système, est continue, ainsi que ses dérivées. Les fonctions qui sortent du signe somme, au cours des intégrations par parties, sont alors nulles pour $z = z_0$ (abscisse de l'objet) et $z = z_i$ (abscisse de l'image) et disparaissent du résultat.

Au contraire, dans le cas des lentilles que nous étudions, la grille percée de trous très fins, se conduit, au point de vue de la répartition du potentiel comme une membrane continue et introduit une discontinuité du champ électrique. Il faut alors refaire les calculs de Scherzer, en conservant les parties toutes intégrées.

La grille introduit une discontinuité, pour $z = 0$; nous allons intégrer de z_0 à $-\varepsilon$, puis de $+\varepsilon$ à z_i et nous ferons tendre ε vers zéro. On constate alors que les parties toutes intégrées ne disparaissent pas du résultat. On obtient, pour le coefficient d'aberration :

$$C_s = \left[\frac{M r^4 \sqrt{\Phi}}{256\sqrt{\Phi_1}} \left\{ 13\left(\frac{\Phi'}{\Phi}\right)^3 - 4\frac{\Phi'\Phi''}{\Phi^2} - 8\frac{\Phi'''}{\Phi} + \left(\frac{r'}{r}\right)\left[32\frac{\Phi''}{\Phi} + 20\frac{\Phi'^2}{\Phi^2}\right] + 64\left(\frac{r'}{r}\right)^2\frac{\Phi'}{\Phi} + 128\left(\frac{r'}{r}\right)^3 \right\}_{+0}^{-0} \right] + \frac{M}{\sqrt{\Phi_1}} \int_{z_0}^{z_i} \frac{r^4\sqrt{\Phi}}{16} \left\{ \frac{5}{4}\left[\frac{\Phi''}{\Phi} - \left(\frac{\Phi'}{\Phi}\right)^2 + \frac{r'}{r}\frac{\Phi'}{\Phi}\right]^2 + \left(\frac{\Phi'}{\Phi}\right)^2\left(\frac{r'}{r} + \frac{7}{8}\frac{\Phi'}{\Phi}\right)^2 + \frac{1}{64}\left(\frac{\Phi'}{\Phi}\right)^4 \right\} dz$$

(³) Lipscomb, Rubin et Studivan, *J. Appl. Phys. U.S.A.*, 18, 1947, p. 7279.

(*) Séance du 3 novembre 1952.

(¹) *Z. Physk*, 101, 1936, p. 565.

$r(z)$ étant une trajectoire de Gauss particulière, définie par les conditions

$$r(z_0)=0, \qquad r'(z_0)=1,$$

M est le grandissement, et Φ_1 est le potentiel de l'espace objet.

Plaçons-nous dans le cas d'une lentille de Cartan (²), (³), que nous supposerons symétrique par rapport à la grille. Le cas d'une lentille dissymétrique conduirait à des calculs plus compliqués, mais ne modifierait pas les conclusions.

La partie intégrée devient :

$$\Big[\quad\Big]_{+0}^{-0} = (1-\sigma)\frac{r_0^4\sqrt{\Phi_0}\,\mathrm{th}\,\omega d}{128\,d}\left[13(\sigma-1)^2\frac{\mathrm{th}^2\,\omega d}{d^2}+\frac{16\,\omega^2}{\mathrm{ch}^2\,\omega d}+64\left(\frac{r'_0}{r_0}\right)^2\right],$$

r_0 et r'_0 étant les valeurs de r et de r' sur la grille, les autres notations sont données à la référence (²). Quant à l'intégrale, son calcul explicite semble impossible, mais elle est toujours positive.

2° Lorsque σ est plus petit que l'unité, la lentille est convergente, comme nous l'avons montré dans l'étude des éléments gaussiens des lentilles à grille (⁴). Le terme intégré est toujours positif, et s'ajoute à l'intégrale; il n'y a pas de possibilité de correction de l'aberration de sphéricité. Au contraire, le cas des lentilles à grille est nettement défavorable par rapport aux lentilles usuelles, puisque le coefficient C_s contient deux termes, dont l'un est commun à toutes les lentilles, et l'autre est spécifique des lentilles à grille. Il faudrait un montage comportant deux grilles parallèles, à des potentiels différents, pour rendre négatif le terme intégré. On retrouve un montage proposé par Gianola (⁵), pour obtenir des lentilles convergentes corrigées; mais la réalisation pratique de tels montages ne semble pas aisée.

3° Par contre, lorsque σ est plus grand que l'unité, le terme complémentaire est négatif; la lentille est alors divergente. Tant que σ est suffisamment voisin de 1 pour que l'on puisse négliger $(\sigma-1)^3$ devant l'unité, le terme intégré est nettement prépondérant.

En effet, il varie comme $(\sigma-1)$ tandis que l'intégrale varie comme $(\sigma-1)^2$ comme on peut s'en assurer par une démonstration analogue à celle donnée par Ramberg (⁶) pour des lentilles à deux cylindres.

On obtient alors une lentille électronique à aberration négative qui peut être associée avec une lentille classique, à aberration positive, pour réaliser des systèmes stigmatiques, à convergence positive.

(²) BERNARD, *Comptes rendus*, 233, 1951, p. 298.
(³) CARTAN, *Ann. Phys.*, 10, 1937, p. 426.
(⁴) BERNARD, *Comptes rendus*, 233, 1951, p. 1354.
(⁵) *Proc. Phys. Soc.*, B, Letter to the Editor, 63, n° 372, 1950.
(⁶) *J. App. Phys.*, 13, 1942, p. 582.

Remarquons, en terminant, que la grille n'est pas une membrane continue, mais qu'elle est percée de trous, qui vont perturber le potentiel en leur voisinage. Il en résultera une nouvelle aberration sur laquelle nous reviendrons.

ÉLECTROOPTIQUE. — *Sur l'effet de scintillation des cristaux détecteurs.* Note (*) de M. **Nicolas Nifontoff**, présentée par M. Gustave Ribaud.

On compare, pour des cristaux redresseurs usuels, les variations de résistance et d'effet de scintillation (basses fréquences) en fonction du courant I qui les traverse.

Dans des Notes antérieures ([1]), ([2]) j'ai étudié les variations simultanées de la résistance et de l'effet de scintillation de dépôts très minces de carbone en fonction du courant continu I. Je donne ici les résultats d'une étude semblable faite sur une dizaine de cristaux (silicium ou germanium) du type « mélangeur » et sur un redresseur sec à galettes. Tous ces redresseurs ont donné des résultats comparables. Dans chaque cas, les mesures ont été faites, en faisant croître, puis décroître le courant. I a varié, en général, de 1 μA à 10 mA (sens direct) et de 1 à 1000 μA (sens inverse). Les résultats sont identiques pour les intensités croissantes et décroissantes, sauf pour le germanium qui présente un peu d'hystérésis.

La figure 1 donne les caractéristiques résistance-courant d'un cristal pour les deux sens du courant. Les courbes C_1 (traits pleins) donnent la résistance moyenne R_m (quotient de la tension par l'intensité) : $\log R_m = f(\log I)$. Les courbes C_2 (pointillés) donnent la résistance dynamique ou différentielle correspondante : $\log R_d = f(\log I)$, avec $R_d = dV/dI = R_m(I + p)$ où p est la pente de C_1. J'ai obtenu des courbes à peu près identiques, à une translation près, pour tous les redresseurs étudiés. Seul le maximun de la caractéristique inverse est plus ou moins accusé selon l'échantillon.

Divers auteurs ont étudié l'effet de scintillation des cristaux ([3]), ([4]). Mais ils ne mesuraient pas simultanément R pour chaque valeur de I. La figure 2 résume mes résultats. Pour déduire, des mesures brutes, les valeurs de la densité spectrale $\overline{e_v^2}$, j'ai conduit les calculs comme si $\overline{e_v^2}$ correspondait à une f. e. m. de fluctuations localisée dans le cristal, en faisant les corrections relatives aux résistances qui, dans le montage, shuntent la résistance R_d de

(*) Séance du 3 novembre 1952.

([1]) A. Blanc-Lapierre, M. Perrot et N. Nifontoff, *Comptes rendus*, 233, 1951, p. 141 et 241.

([2]) N. Nifontoff, *Comptes rendus*, 234, 1952, p. 1755.

([3]) P. M. Miller, *Proc. Inst. Rad. Eng.*, 35, n° 3, 1947, p. 252.

([4]) H. C. Torrey et C. A. Whitmer, *Crystal Rectifiers*, Mc Graw-Hill, 1948, p. 186 et 192.

l'échantillon. L'expérience montre que $\overline{e_v^2}$ n'est pas proportionnel à I^2. Des écarts par rapport à la « loi en I^2 » ont d'ailleurs été également signalés dans d'autres cas (1), (2), (5), (6). J'ai effectué les mesures de bruit à 6 000 c/s (bande passante : 50 c/s). J'ai vérifié qu'entre 1000 et 10 000 c/s le bruit était proportionnel à l'inverse de la fréquence, et ceci pour diverses régions des caractéristiques de la figure 2.

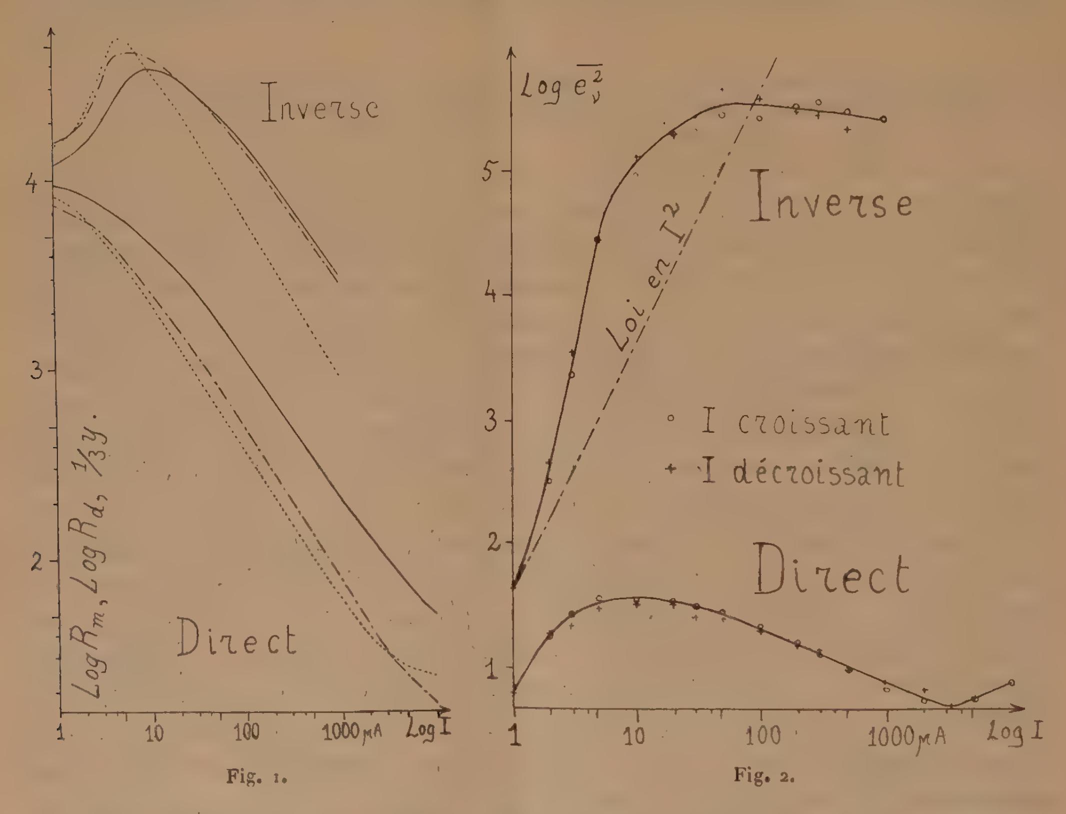


Fig. 1. Fig. 2.

L'examen des résultats montre, pour chaque cristal et pour l'ensemble des deux sens du courant, une correspondance étroite entre les courbes

$$y = \log \overline{e_v^2} - 2 \log I$$

et les courbes C_2. On peut même superposer approximativement ces deux groupes de courbes en remplaçant y par y/k. On a une bonne superposition pour $k \# 3$ (*voir* figure 1, courbe $y/3$ en trait mixte), sauf pour la partie descendante des caractéristiques inverses où $k \# 2$ conviendrait mieux. On obtient une correspondance semblable pour les caractéristiques réversibles de dépôts de carbone déjà étudiés (2) en comparant les courbes $y/3$ et les caractéristiques de résistance dynamique.

---

(5) M. Surdin, *J. Phys. Rad.*, 12, 1951, p. 777.

(6) Bernamont, *Ann. Phys.*, 7, 1937, p. 71.

OPTIQUE. — *La théorie de la photophorèse négative. Complément à deux Notes antérieures*. Note de M. **Pierre Tauzin**, présentée par M. Eugène Darmois.

Nous avons déjà indiqué que, dans les particules photonégatives, les amplitudes diffusées se trouvaient en phase sur la face par laquelle sort le faisceau qui éclaire les particules. Cette circonstance, insuffisante à elle seule à expliquer la photophorèse négative, doit être complétée en tenant compte de la composition de l'amplitude directe arrivant sur la deuxième face avec l'amplitude réfléchie sur cette face.

Résumons d'abord les caractères de la photophorèse. Dans un aérosol de matière *absorbante* éclairé par un faisceau intense de lumière visible, les petites particules sont toujours attirées et les grosses repoussées. La photophorèse disparaît dans le vide; c'est un effet radiométrique dû à des chocs moléculaires sur des particules échauffées de façon non uniforme. La photophorèse positive s'explique par le fait que l'énergie lumineuse est arrêtée dans la particule, au voisinage de la face d'entrée, qui est, dès lors, la plus chaude. Dans la photophorèse négative, c'est la face de sortie qui doit être la plus chaude et c'est cette circonstance qu'il faut justifier.

Dans deux Notes antérieures [1] nous avions cru pouvoir attribuer l'excès d'énergie présent sur la face de sortie des particules photonégatives au seul fait que les amplitudes diffusées par les molécules de la particule s'y trouvaient en phase. En réalité, cette cohérence des amplitudes diffusées dans la direction du faisceau, cohérence due au fait que, dans un solide ou un liquide, les molécules doivent être considérées comme régulièrement distribuées, a, comme contre-partie, une baisse constante de l'amplitude lumineuse du faisceau direct chaque fois que ce faisceau rencontre une nouvelle molécule; en d'autres termes, l'énergie regagnée du fait de la cohérence des amplitudes diffusées compense tout au plus celle perdue par diffusion et la diffusion cohérente ne peut pas être invoquée pour expliquer, à elle seule, la densité d'énergie particulièrement élevée qui se trouve sur la face de sortie de la particule [2]. Par contre, les considérations suivantes sont essentielles pour l'explication de la photophorèse négative.

Soit une lame transparente d'indice de réfraction supérieur à un, par exemple une lame de verre, éclairée par un faisceau lumineux parallèle. Une partie de l'énergie se réfléchit sur la face d'entrée, une autre sur la face de sortie et le reste constitue l'énergie transmise. Comme la réflexion verre-air se produit toujours sans changement de phase, l'amplitude

---

(1) *Comptes rendus*, 231, 1950, p. 614 et *J. Phys. Rad.*, 13, 1952, p. 31 S.

(2) Ainsi que me l'ont fait remarquer MM. L. de Broglie, J. Cabannes et E. Durand.

incidente A est en phase, sur la face de sortie, avec l'amplitude a réfléchie sur cette face; l'énergie totale y est, de ce fait, $(A + a)^2$ et cela pour toutes les radiations du faisceau incident. Par exemple, pour le verre, donnons-nous $A^2 = 1$, on a $a^2 = 4/100$, d'où $(A + a)^2 = 1,44$. Il faut, toutefois, noter que l'amplitude réfléchie sur la face de sortie revient sur la face d'entrée; là elle peut être en phase avec l'amplitude incidente, mais seulement pour les quelques radiations dont la longueur d'onde λ vérifie la relation

$$e = k\frac{\lambda}{2} \qquad (k = 1, 2, 3, \ldots),$$

e étant l'épaisseur de la lame. Si l'on admet que la lame est suffisamment mince pour que l'énergie perdue lors de sa traversée soit faible par rapport à l'énergie incidente, on voit que l'énergie présente sur la face de sortie sera supérieure à ce qu'elle est sur la face d'entrée. Supposons maintenant que la lame soit un peu absorbante (par exemple lame de verre légèrement teinté), la face de sortie doit être la plus chaude et ainsi s'explique l'effet photonégatif. Cette conclusion se trouve probablement renforcée par le fait que la réflexion sur la face d'entrée se produit avec le changement de phase π; devant cette face, à l'extérieur de la lame, il y a un minimum d'intensité lumineuse $(A - a)^2$; le passage de ce minimum à la valeur présente sur la face d'entrée, mais à l'intérieur, se fait sans doute de façon progressive par une couche très mince; il en résulte que l'énergie existant dans la lame, tout contre la face d'entrée est voisine de $(A - a)^2$, et ceci accentue l'écart entre les densités d'énergie présentes dans la lame sur les deux faces.

Le même effet photonégatif existe encore, au moins qualitativement, si l'on remplace la lame par une particule de forme quelconque; en particulier pour une particule sphérique, l'addition des amplitudes incidente et réfléchie sur la deuxième face n'est rigoureuse que sur une petite calotte sphérique percée par le diamètre parallèle à la direction de la lumière, elle l'est de moins en moins lorsque l'on s'éloigne de cette calotte. Mais c'est justement sur cette calotte que les chocs moléculaires produisant la photophorèse négative sont les plus efficaces.

Les considérations précédentes s'appliquent aux corps peu absorbants qui ont, pour le visible, des indices de réfraction supérieurs à l'unité; elles sont aussi valables, tout au moins qualitativement, pour les particules qui présentent l'absorption métallique; la réflexion sur la deuxième face d'une lame métallique se fait toujours avec un déphasage inférieur à π. Ainsi, pour l'argent, ce déphasage est de 37°; il est plus important que pour le verre; en revanche, l'amplitude réfléchie est plus grande pour l'argent et les particules suffisamment fines sont encore photonégatives. Pour ce métal et pour divers autres qui ont un indice de réfraction infé-

rieur à l'unité, il serait impossible de rendre compte de la photophorèse négative par un effet de lentille qui concentrerait, sur la deuxième face, la lumière tombant sur la première. Une telle explication ne pourrait s'admettre que dans le cas particulier de particules sphériques, grandes par rapport à la longueur d'onde et d'un indice de réfraction supérieur à l'unité.

Dans tous les cas, bien entendu, on passera de l'effet photonégatif à l'effet photopositif, si l'on augmente suffisamment soit l'épaisseur, soit l'absorption des lames ou des particules, car alors l'énergie incidente arrive fortement affaiblie sur la deuxième face.

Il serait intéressant de vérifier l'effet de photophorèse négative sur des plaques homogènes absorbantes suffisamment minces. Mais il faudrait que ces lames fussent d'épaisseur rigoureusement uniforme, pour éviter un mélange des effets positif et négatif. Des lames suffisamment minces et régulières pour donner l'effet radiométrique négatif s'inversant avec le sens de la lumière ne semblent pas avoir été réalisées jusqu'ici.

PHYSIQUE COSMIQUE. — *Sur l'origine des bursts de rayons cosmiques.* Note (*) de Mlle **Geneviève Rochet** et M. **Jean Daudin**, présentée par M. Frédéric Joliot.

A priori les bursts enregistrées avec des compteurs de Geiger noyés dans le plomb peuvent résulter soit d'une interaction nucléaire, soit de l'interaction électromagnétique de mésons μ de grande énergie; la contribution de ces deux phénomènes est discutée. Nous avons donc repris à Bagnères (550 m = 713 mm Hg) un enregistrement identique à celui qui fonctionne au Pic du Midi [1] (2860 m = 540 mm Hg). Nous avons repris la comparaison entre les deux altitudes et étudié de mai 1951 à juin 1952 le coefficient barométrique des bursts à Bagnères.

1. *Résultats.* — Avec l'appareil de Bagnères transporté au Pic on observe une fréquence égale à celle indiquée par l'appareil du Pic (96 % ± 3 % et 98 % ± 2 %).

A Bagnères la valeur moyenne des gerbes est de 0,253 ± 0,003 min — 1 (12000 gerbes), au Pic 1,38 ± 0,05. Le rapport est 5,4 ± 0,2, égal à celui observé antérieurement [1] en renonçant à une correction probablement non fondée.

Le tableau ci-après donne les coefficients barométriques observés à Bagnères.

(*) Séance du 3 novembre 1952.

(1) A. Daudin, J. Daudin et R. Robley, *Comptes rendus*, 232, 1951, p. 1197.

Période.	Nombre de gerbes.	Effet barométrique (en % par mm Hg).	Dispersion brute.	Dispersion après correction.	Corrélation gerbes Bagnères tempér. Pic.
Avril-juin 1951...	12 000	— 4,4 ± 3,0	1,1	1,0	–
Octobre » ...	6 000	+ 0,6 ± 4	1,4	0,7	–
Novembre » ...	10 000	— 3,3 ± 1,2	1,4	1,1	—0,01
Décembre » ...	9 000	—12,7 ± 2,6	1,7	0,6	—0,26
Janvier 1952.....	9 000	— 6,3 ± 1,3	1,9	0,7	—0,48
Février »	5 000	— 9,0 ± 2,2	1,5	0,9	—0,03
Mars »	7 500	— 5,2 ± 1,3	1,4	1,1	—0,08
Avril »	8 500	— 5,2 ± 2,2	1,1	1,0	—0,02
Mai-juin 1952 ...	12 000	— 1,1 ± 2,0	0,45	0,4	—0,28

La valeur moyenne de l'effet barométrique est — 5 %, 1 ± 1 %, elle est voisine de celle de — 6,25 % ± 0,7 % trouvée par Fréon et Tsai Chu ([2]) pour les gerbes de Rossi sous 18 cm de plomb.

2. *Discussion.* — L'effet barométrique est intermédiaire entre l'effet de la composante N et l'effet des mésons μ de grande énergie (qui doit être voisin de 0) et met en évidence le mélange des primaires à Bagnères. Si l'on adopte un parcours de 120 g/cm² pour la composante nucléaire et un facteur 1,3 pour les mésons rapides entre 560 et 2860 m, on obtient 92 % de composante nucléaire au Pic et un effet barométrique de — 11 % (contre — 10,7 observé); à Bagnères, 67 % de composante N et un effet barométrique de 7,7 % (contre 5,1 ± 1 % observé), un accroissement de 5,2 entre Bagnères et le Pic (contre 5,4 observé), 55 % de composante nucléaire au niveau de la mer, et 30 % de composante N à Paris sous 50 cm de béton (Laboratoire de l'E. N. S.). Dans ce cas le facteur Pic/Labo. E. N. S. serait de 11 contre 12 observé ([2]).

Dans l'ensemble ces résultats sont cohérents et confirment la présence d'une composante nucléaire notable au niveau de la mer d'accord avec les auteurs étrangers, et comme le confirment les clichés Wilson de Maze. Dans les premiers mètres de sous-sol, le nombre de gerbes devrait diminuer d'un facteur 2 en accord avec l'observation de Maze (absorption de la composante N). Il n'y a pas de contradiction apparente avec les résultats de Maze et Kessler ([3]).

3. *Primaires instables.* — Nous avons appliqué la correction barométriques aux moyennes journalières des observations de Bagnères et étudié la corrélation entre les moyennes corrigées barométriquement et les températures moyennes de l'air au Pic du Midi (couche d'air située à 2300 m au-dessus). On voit que ces corrélations quoique faibles sont toutes négatives, en accord avec l'hypo-

([2]) *Comptes rendus*, 231, 1950, p. 850.

([3]) *Physica*, 18, 1952, p. 528.

thèse d'un effet Blackett [avancée par nous (*)], selon laquelle les primaires de ces bursts électroniques seraient instables : une élévation de température de l'air entraînant une diminution de la densité, favorisant la disparition des primaires par désintégration.

Le parcours d'absorption de ces gerbes dans le plomb paraît anormalement élevé, une couche supplémentaire de 10 cm de plomb n'entraînant au Pic du Midi qu'une absorption supplémentaire de 16 ± 2 %

RADIOACTIVITÉ. — *Étude de minerais radioactifs par radiographie électronique par réflexion et autoradiographie combinées.* Note (*) de M. **Jean-Jacques Trillat** et Mme **Léa Tertian**, présentée par M. Louis de Broglie.

La combinaison de la méthode de radiographie électronique (émission superficielle d'électrons secondaires sous l'influence des rayons X) et d'autoradiographie permet de déterminer la répartition des éléments de numéros atomiques différents à la surface d'un échantillon poli de minerai radioactif, et leur corrélation avec les zones de radioactivité.

Les principes de la radiographie électronique par réflexion ont été établis par l'un de nous [1]; on sait que cette méthode consiste essentiellement à utiliser l'émission des électrons secondaires qui sont produits lorsque des rayons X durs (de l'ordre de 200 kV) frappent des éléments de numéros atomiques différents. En se plaçant dans des conditions convenables, le nombre d'électrons émis est fonction croissante des numéros atomiques des éléments irradiés; il est alors possible, en impressionnant en retour une émulsion photographique peu sensible aux rayons X, d'obtenir des noircissements dus pratiquement aux seuls électrons et de valeurs différentes suivant le numéro atomique. On peut ainsi différencier, à la surface préalablement polie d'un minerai ou d'un alliage, des plages de constitution chimique différente, à la condition que les éléments à différencier possèdent des numéros atomiques suffisamment éloignés [2].

L'autoradiographie consiste à impressionner une émulsion photogra-

---

(4) A. Daudin et J. Daudin, *Comptes rendus*, 233, 1951, p. 150.

(*) *Note sur épreuves.* — Fany (*Phys. Rev.* 83, 1951, p. 413) aboutit à des conclusions analogues quant au rôle des gerbes de l'air, des mésons μ et de la composante N au moyen d'une chambre d'ionisation; il est donc permis de croire que nos compteurs dans le plomb enregistrent bien des gerbes mixtes d'environ 300 particules (nucléaires et surtout électroniques).

(*) Séance du 27 octobre 1952.

(1) J.-J. Trillat, *Comptes rendus*, 214, 1942, p. 164; *Ibid.*, 216, 1943, p. 179; *Ibid.*, 216, 1943, p. 683; *J. Appl. Phys.*, 19, 1948, p. 844; *Rev. Metall.*, 2, 1949, p. 79.

(2) J.-J. Trillat et Ch. Legrand, *Comptes rendus*, 224, 1947, p. 1000.

phique par les divers rayonnements (α, β, γ) émis par les éléments radioactifs naturels ou artificiels. L'étude de la densité photographique permet de localiser les constituants radioactifs et d'apprécier l'émission relative de plages correspondant à des noircissements différents.

Les deux méthodes peuvent être combinées, en remarquant que, pour une même émulsion et un même échantillon, les temps de pose en radiographie électronique sont très courts (de l'ordre de 1 à 2 m) par rapport aux temps de pose habituels en autoradiographie (plusieurs heures à plusieurs jours). Ainsi la radiographie électronique est-elle indépendante de la radioactivité.

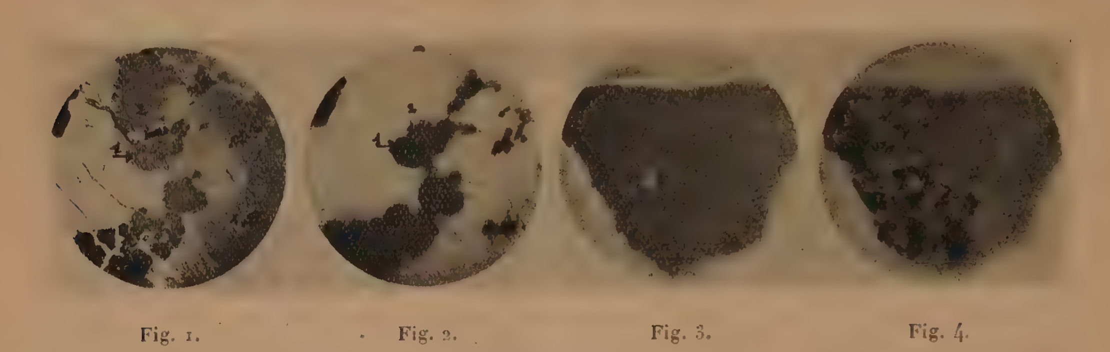


Fig. 1. Fig. 2. Fig. 3. Fig. 4.

Nous avons effectué de nombreux essais sur des minerais plus ou moins radioactifs (pechblendes, samarskites, monazites, thorites), en employant le même dispositif expérimental et le même type d'émulsion photographique (Pathélit ortho). Les minerais étaient préalablement polis et soigneusement nettoyés avant l'application contre le film photographique.

Dans tous les cas, la comparaison des clichés obtenus apporte des renseignements intéressants. Sur la figure 1, relative à une pechblende contenant de la galène et de la silice, la radiographie électronique (pose 2 mn) montre la disposition des plages riches en uranium (en noir), en plomb (en gris) et en silice (en blanc). La figure 2 représente, au même grossissement (1,7), la répartition des zones radioactives (pose 6 jours); on constate en particulier que les régions 1 et 2, de même densité sur la radiographie électronique, ont une activité totalement différente, la région 2 étant pratiquement inactive. On notera le flou des limites des zones radioactives, dues à une émission corpusculaire provenant non seulement de la surface, mais encore des couches sous-jacentes.

Sur un autre échantillon d'origine différente (Congo belge), la radiographie électronique (*fig.* 3, pose 2 mn; $\times$ 2,6) ne donne au contraire que peu de détails; le noircissement sensiblement uniforme montre une homogénéité dans la composition superficielle. Au contraire, l'autoradiographie (*fig.* 4, pose 3 jours) décèle des zones noires, nettement délimitées, correspondant à une forte radioactivité locale.

Les résultats varient suivant les échantillons, et nous n'avons reproduit ces clichés qu'à titre d'exemples; l'interprétation détaillée paraîtra dans un autre recueil. Des renseignements complémentaires peuvent être obtenus en effectuant des autoradiographies sur plaques nucléaires, qui mettent en évidence les trajectoires α et β.

Il est également possible de prévoir des applications aux cas de minerais ou d'alliages dont certains éléments sont rendus radioactifs artificiellement.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur l'existence de deux causes distinctes d'absorption Debye dans le spectre hertzien. Application aux semi-conducteurs.* Note de Mme **Marie Freymann** et M. **René Freymann**, présentée par M. Jean Cabannes.

L'interprétation des propriétés diélectriques des liquides et des solides a toujours utilisé (avec des améliorations successives) la théorie de Debye de l'orientation dipolaire (1). Il semble que, du point de vue formel, cette théorie doive être conservée, mais qu'*il convient de distinguer désormais nettement deux types (au moins) de dipôles* de natures différentes : on admettait en effet jusqu'ici que l'orientation dipolaire était liée à *l'orientation de molécules* (liquides, glace) *ou de groupements d'atomes* (sels d'ammonium). Nous voulons souligner ici l'existence d'*une autre cause d'absorption du type Debye : l'absorption liée aux défauts du réseau cristallin.*

Nous avons montré précédemment (2) l'existence d'une forte absorption du type Debye, en ondes kilométriques, pour les oxydes d'uranium. Or la structure de ces oxydes, étudiée aux rayons X par Hering et Perio (3) *exclut totalement toute interprétation de cette absorption hertzienne des oxydes par une orientation de groupements d'atomes.* Breckenridge (4) avait d'ailleurs observé (à une seule fréquence) un phénomène semblable pour divers halogénures. Grâce à la représentation $\log \nu_c - 1/T$ dont nous avions indiqué l'intérêt (2), nous réunissons dans la figure 1 des résultats de Breckenridge (4 *a*); en supposant ($\varepsilon_0 = \varepsilon_\infty$), ceux de divers auteurs et des données que nous avons obtenues depuis nos précédentes communications (2). Nous tirons de cet ensemble les conclusions suivantes :

---

(1) H. Frohlich, *Theory of dielectrics*, Oxford, Clarendon Press, 1949; E. Bauer, *Cahiers de Phys.*, 20 et 21, 1944; *Congrès Changements de phase*, Paris 1952 (à paraître *J. Chimie Phys.*); R. A. Sack, *Australian J. Sc. Res.*, 5, 1952, p. 135.

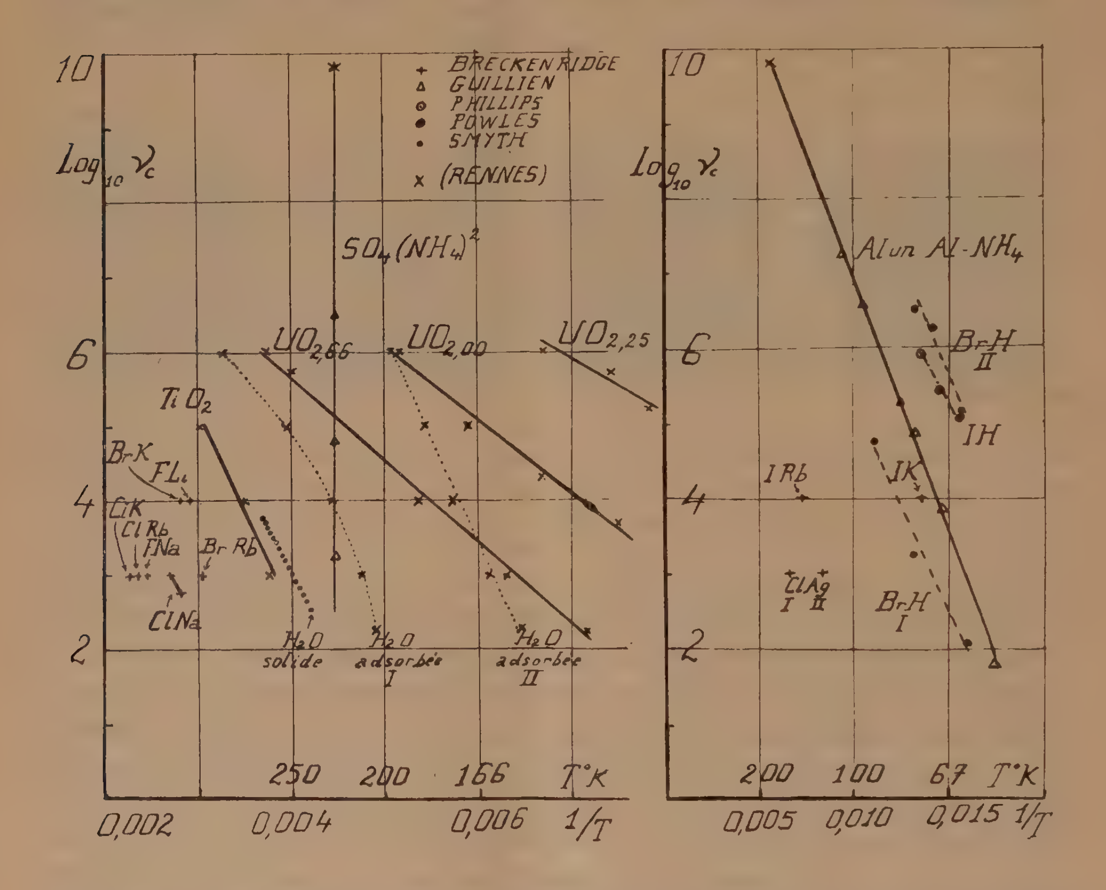
(2) *Comptes rendus*, 229, 1949, p. 1013; 230, 1950, p. 2094; 232, 1951, p. 1096; 232, 1951, p. 2312; 233, 1951, p. 1449. Mlles M. T. Rolland et S. Langevin, MM. R. Bernard et Tiennot, *Diplômes d'Études supérieures*, Rennes, 1951 et 1952.

(3) *Bull. Soc. Chim. France*, 19, 1952, p. 351.

(4) *J. Chem. Phys.* : *a*. 16, 1948, p. 959; *b*. 18, 1950, p. 913.

1° Confirmant la formule $\nu_c = A \exp - U/RT$, la courbe $\text{Log}\,\nu_c - 1/T$ est presque toujours une droite;

2° Étendant l'hypothèse de Breckenridge, on peut admettre que, dans le cas des oxydes comme dans celui des halogénures, *les dipôles résultent de l'association par paires + et — de lacunes ou d'ions intersticiels adjacents dans le réseau cristallin: le champ de haute fréquence extérieur crée une redistribution*



statistique de ces charges + et —. Nous poursuivons des recherches en vue de comparer ce mécanisme dipolaire pour divers semi-conducteurs; signalons dès maintenant que nous avons observé également de *fortes absorptions, en ondes kilométriques ou centimétriques, de* ZnO, TiO_2, V_2O_5 *et de* FeO, Fe_2O_3, ... *convenablement traités:*

3° L'utilisation des courbes $\text{Log}\,\nu_c - 1/T$ permet de déterminer l'*énergie d'activation* U *de diffusion* des défauts du réseau ainsi que $A = \varepsilon_\infty + 2/(\varepsilon_0 + 2) 2\pi\tau_0$ (d'où la fréquence $\nu_0 = 1/\tau_0$ de vibration du réseau cristallin);

4° De la valeur ε''_{max} on peut déduire ([4] a) *le nombre n de défauts du réseau* par $\varepsilon''_{max} = [4\pi n/18kT](Ze_d)^2(\varepsilon_0 + 2)(\varepsilon_\infty + 2)$.

5° On peut alors se demander si les phénomènes observés pour les

hydracides ([5]) et les sels d'ammonium ([6]) ne correspondent pas aux deux types d'orientation dipolaire distingués ici.

En résumé, il existe deux types de phénomènes dipolaires : 1° *Ceux dus à l'orientation de molécules ou groupements d'atomes.* 2° *Ceux dus à l'existence de défauts dans le réseau cristallin.* Ceci nous conduit à souligner que l'absorption hertzienne constitue un nouveau et *précieux moyen d'étude de la structure des solides* (*défauts de réseau*) et notamment des composés non stœchiométriques.

CHIMIE MACROMOLÉCULAIRE. — *Sur la contraction isotherme du polystyrolène.* Note de M. **André Kovacs**, transmise par M. Jacques Duclaux.

On sait ([1]) que le coefficient de dilatation cubique du polystyrolène, présente une discontinuité de part et d'autre d'une certaine température, désignée souvent comme température de transition du deuxième ordre : T_g(*fig.* 1). Par ailleurs il est connu qu'au-dessous de T_g l'équilibre de volume n'est atteint que longtemps après l'établissement de l'équilibre thermique. Pourtant l'évolution isotherme du volume a été très peu étudiée jusqu'à présent. Nous exposerons ici quelques résultats concernant ce problème, obtenus par des mesures dilatométriques de précision.

1° Si l'on porte rapidement un échantillon de polystyrolène ayant séjourné à la température T_0 à une température T_i telle que $T_0 < T_i < T_g$, on sait ([2]) que la dilatation « instantanée » correspondant à l'établissement de l'équilibre thermique, est suivie d'une dilatation lente, « retardée ». Nous avons observé que si l'on attend suffisamment longtemps, cette dilatation lente est suivie elle-même d'une contraction. Le temps t_M où le volume passe par son maximum dépend aussi bien de la température T_i que de l'histoire thermique antérieure de l'échantillon.

2° Par contre si $T_i > T_g$ on n'observe aucun effet de temps, l'équilibre de volume est atteint en même temps que l'équilibre thermique.

3° Si un échantillon en état d'équilibre à $T_0 > T_g$ est rapidement refroidi à une température $T_i < T_g$, on observe que la contraction « instantanée » est suivie d'une contraction retardée. La figure 2 représente une famille de courbes où l'on a porté la contraction relative $\Delta V/V$ en fonction de $\log t$. On a pris arbitrairement comme origine les volumes au bout de 0,02 h (durée

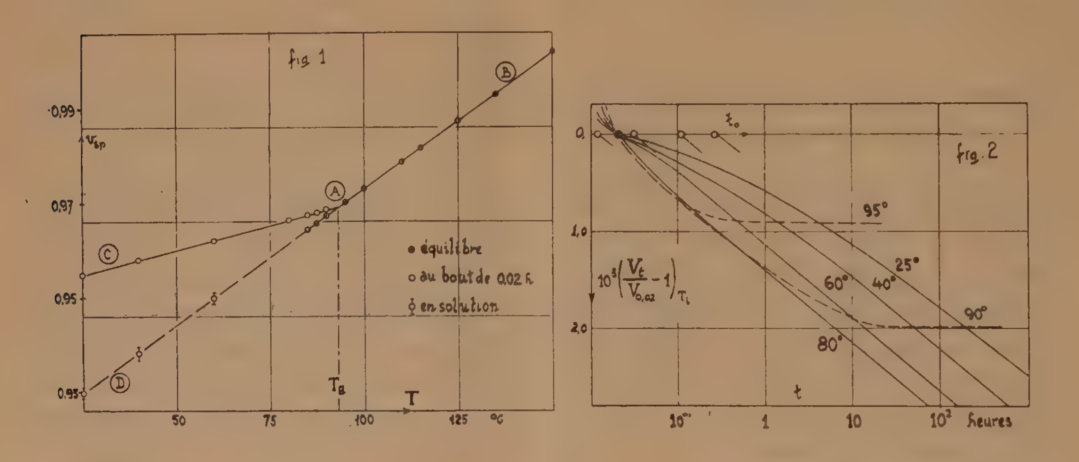
(5) Smyth et Hitchcock, *J. Amer. Chem. Soc.*, **55**, 1933, p. 1830; J. G. Powles, *J. Phys.*, **13**, 1952 p. 121; C. S. E. J. Phillips, *J. Phys.*, **13**, 1952, p. 216.

(6) Mme M. Freymann, *Comptes rendus*, **233**, 1951, p. 1449.

(1) E. Jenckel et K. Ueberreiter, *Z. Phys. Chem.*, A, **182**, 1938, p. 361.

(2) R. F. Boyer et R. S. Spencer, *J. Appl. Phys.*, **17**, 1946, p. 398.

approximative de l'établissement de l'équilibre thermique) aux diverses températures T_i. On constate d'une part que dans les limites de durée de nos expériences (de l'ordre de 1000 h) les contractions isothermes tendent toutes vers des droites dont la pente, $\Delta V_t/V : \Delta \log t = \tau$ (taux de contraction), est indépendante de T_i. D'autre part pour des températures voisines de T_g les courbes de contraction, après avoir passé par une droite de pente τ, tendent vers une valeur constante de volume (courbes en pointillé).



Chacune de ces courbes est parfaitement reproductible même si l'on fait varier la température T_0 entre 100 et 150° C. De plus en opérant sur des échantillons de « passé thermique » différent, on obtient toujours les mêmes courbes de contraction. Il en résulte qu'*un court séjour à une température* $T_0 > T_g$ *efface l'histoire thermique antérieure de l'échantillon*. Par ailleurs pour des polystyrolènes de différentes fabrications on obtient toujours une famille de courbes semblables, en particulier τ garde la même valeur numérique. Il semble donc que *ce coefficient ait une signification réelle et caractérise la configuration moléculaire du polystyrolène.*

Aux températures $T_i \lesssim T_g$ où l'on a pu atteindre l'équilibre de volume on a constaté que ces volumes se placent (*fig.* 1) sur la droite AD, prolongement de AB (représentant les volumes d'équilibre entre 100 et 150° C). Par ailleurs en ajoutant à nos échantillons un volume déterminé d'un mélange de benzène et de phtalate de butyle (1 : 1), nous avons pu suivre à diverses températures T_i la contraction de volume de l'ensemble lors de la dissolution. Cette contraction était identique avec une bonne approximation à l'écart entre les deux droites AC et AD à la température T_i. Si l'on admet que la droite AD représente bien les volumes d'équilibre, on peut calculer, par extrapolation des droites de la figure 2, l'ordre de grandeur du temps nécessaire pour atteindre ces valeurs à diverses températures. Ce temps croît exponentiellement avec $1/T_i$, l'énergie d'activation apparente étant de l'ordre de 260 Kcal/mol.

Il résulte de ces considérations que dans certaines limites de temps et de température on peut exprimer, en première approximation, le volume spécifique du polystyrolène par

$$v_{sp} = v(T_g)\,[1 - \alpha_{inst}(T_g - T_i)]\left(1 - \log\frac{t}{t_0}\right),$$

où $v(T_g)$ est le volume spécifique à T_g, $\alpha_{inst} = (2,2 - 2,5)\,10^{-4}$, suivant la nature de l'échantillon, $\tau = (7,5 \pm 0,2)\,10^{-4}$ et t_0 le temps obtenu par extrapolation linéaire (*fig.* 2) pour une contraction égale à zéro. Ce temps croît exponentiellement avec $1/T_i$, et l'énergie d'activation apparente est de l'ordre de 12 Kcal/mol. *Le volume spécifique du polystyrolène est donc fonction de son « âge », c'est-à-dire du temps qui s'est écoulé depuis qu'il a été porté pour la dernière fois au delà de T_g.*

CHIMIE COLLOÏDALE. — *Détermination de la concentration critique des micelles de détergents anioniques par titration colorimétrique au moyen d'un colorant cationique : le chlorure de pinacyanol.* Note de Mlle **Madeleine Raison**, transmise par M. Jacques Duclaux.

On décrit une méthode de titration colorimétrique simple et rapide pour déterminer la concentration critique des micelles de toute une série de composés tensioactifs. On compare les résultats obtenus à ceux que peuvent donner les courbes de tension superficielle.

L'un des intérêts de la détermination de la concentration critique de formation des micelles des solutions de produits tensioactifs ([1]) réside dans le fait que c'est à partir de cette concentration que tous les « pouvoirs » moussant, mouillant, émulsionnant, détergent, présentent leur maximum d'efficacité.

Les courbes de tension superficielle ne permettent presque jamais de situer cette valeur d'une manière précise : absence de point critique, anomalies dues à des phénomènes d'hydrolyse ([2]).

La titration colorimétrique au moyen de chlorure de pinacyanol (Eastman Kodak), étudiée par H. B. Klevens ([3]), est beaucoup plus précise. Les caractéristiques d'attraction et de structure respectives du détergent et du colorant pourraient expliquer leur interaction, d'après S. E. Sheppard et A. L. Geddes ([4]).

Technique. — On pèse 0,020 g environ du produit dont on veut déterminer

---

([1]) H. S. Hartley, *Act. Sci. Ind.*, 387, 1936, p. 23.

([2]) M. Raison, *Mém. Serv. Chim. État*, 37, 1952 (sous presse).

([3]) M. L. Corrin, H. B. Klevens et W. Harkins, *J. Chem. Phys.*, 14, 1946, p. 481; H. B. Klevens, *J. Phys. Coll. Chem.*, 51, 1947, p. 1143.

([4]) *J. Chem. Phys.*, 13, 1945, p. 63; 14, 1946, p. 216.

la concentration critique et c'est directement sur ce produit pur qu'on ajoute goutte à goutte la solution aqueuse de colorant à 0,03 g/l.

Les micelles étant toujours en équilibre avec la solution moléculaire, le bleu (solution dans la micelle) et le rose se superposent tant que l'on n'a pas atteint la concentration correspondant à une solution moléculaire. Les titrages ont été effectués aux environs de 50°, température au moins égale à celle du point de Krafft des corps étudiés.

Concentration critique des micelles (*C. M. C.*).

Produits (*).	Titration colorimétrique à ≈ 50° (M.10³).	Tension superficielle (**) à 60° (M.10³).
Laurate K	21,37-21,42-21,46	10 < C. M. C. < 200
Laurate Na	18,5-19,7	10 < » < 200
Laurylsulfate Na	4,8-5,6-4,6	4 < » < 10
Dodécanol de sulfate Na	9,55-12,3-10,6	10 < » < 20
Laurylsulfate Li	7-6,8	5 < »
Laurylsulfate K	5,6-4,7	4 < »
Laurylsulfonate Li	9,9-10,1	10 < » < 20
Laurylthiosulfate Na	3,04-2,9	2 < » < 8
Lauryléthylsulfonate Na	4,14-4,16	4 < »
Myristylsulfate Li	1,57-1,7	2 < » < 5
Cétylsulfate Li	0,33-0,24	0,5 < » < 25
Undécylthiosulfate Na	6,6-7,3	10 < » < 20

(*) Préparés par J. Bolle, laboratoire central des services chimiques de l'état.

(**) Mesurée avec le tensiomètre de Lecomte du Nouÿ; la concentration minima correspond au minimum de tension superficielle, la concentration maxima. à celle où commence le palier horizontal ou oblique ([5]).

On constate :

1° Un assez bon accord entre les valeurs obtenues par les deux méthodes;

2° une plus grande précision par la méthode de titration colorimétrique;

3° que les concentrations les plus faibles correspondant au minimum de tension superficielle sont généralement inférieures à celles trouvées par titration colorimétrique bien que très proches de ces dernières; ceci peut être dû au fait que pour les mesures de tension superficielle on utilise le *phénomène de surface* et dès que la concentration est suffisante pour former une micelle, elle s'adsorbe à la surface; tandis que pour la titration colorimétrique on fait appel à l'équilibre dans *la masse* entre les micelles et la solution moléculaire.

La méthode de titration colorimétrique exposée ci-dessus est une méthode simple et rapide pour déterminer la concentration critique de formation des micelles, quand le produit à étudier se dissout à une température inférieure à 55°, température limite au-dessus de laquelle le colorant est altéré.

([5]) J. Bolle, *Mém. Serv. Chim. État*, 37, 1952 (sous presse).

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur des bis-oxazolidones dérivées de biacides acycliques.* Note de MM. **Raymond Delaby**, **Pierre Chabrier** et **Henry Najer**, présentée par M. Marcel Delépine.

Ayant indiqué antérieurement ([1]) la voie d'accès aux *bis*-iodures d'ammonium quaternaires de formule générale

$$I^-\left[(CH_3)_3\overset{+}{N}-CH_2-CH_2-O-CO-NH-(CH_2)_n-NH-CO-O-CH_2-CH_2-\overset{+}{N}(CH_3)_3\right]I^-, \quad \text{(I)}$$

nous nous proposions, en vue d'une expérimentation pharmacodynamique, de préparer des sels analogues dans lesquels le motif central serait

$$-CO-(CH_2)_n-CO-$$

au lieu de $-(CH_2)_n-$.

Dans ce but, nous pensions condenser en un premier temps les chlorures des diacides $ClCO-(CH_2)_n-COCl$ avec le carbamate de β-chloro ou β-iodo éthyle, ce qui donnerait les *bis*-carbamates de formules respectives :

$$ClCH_2-CH_2-O-CO-NH-CO-(CH_2)_n-CO-NH-CO-O-CH_2-CH_2Cl, \quad \text{(III)}$$

$$ICH_2-CH_2-O-CO-NH-CO-(CH_2)_n-CO-NH-CO-O-CH_2-CH_2I. \quad \text{(IV)}$$

L'action de la triméthylamine sur les dérivés diiodés (IV) conduirait alors aux dérivés ammoniums quaternaires cherchés.

1. En fait, en série acyclique, la condensation initiale s'effectue conformément aux prévisions, au bain-marie bouillant, sans milieu intermédiaire et avec des rendements variant selon le chlorure de diacide mis en œuvre, entre 45 et 75 % pour les *bis*-carbamates chloréthylés (III), entre 45 et 65 % pour les analogues iodéthylés (IV).

Nous avons de cette manière obtenu les *bis*-carbamates dans lesquels $n=0$ (oxalyle), $n=2$ (succinyle), $n=4$ (adipyle), $n=8$ (sébacyle) tandis que pour $n=1$ (malonyle), nous avons substitué l'acide au chlorure d'acide, en nous inspirant de la technique décrite par Conrad et Schulze ([2]) pour le carbamate d'éthyle. En maintenant au bain-marie bouillant durant 5 à 6 h au sein de l'anhydride acétique, 1 mole d'acide malonique et 2 moles de carbamate de β-chloro (ou iodo) éthyle, nous avons isolé 45 % environ de dérivé chloré (III) et 65 % de dérivé iodé (IV). Cette méthode ne paraît pas applicable aux homologues supérieurs de l'acide malonique; avec l'acide succinique, tout au moins, nous avons simplement récupéré les matières premières inchangées.

([1]) *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 376.

([2]) *Ber.*, 42, 1909, p. 734.

La substitution du chlore par l'iode dans ces dérivés a été également tentée par la méthode classique : ébullition prolongée des dérivés chlorés (III) avec un grand excès d'iodure de sodium dissous dans l'acétone anydre. Résultat inconstant : transformation pour 60 % dans le cas du composé succinylé, seulement quelques centièmes, au plus 10, pour le dérivé malonylé.

Les *bis*-carbamates (III) et (IV) sont des corps cristallisés, blancs, peu solubles à froid comme à chaud, dans l'eau, l'alcool, le benzène. Solvant de choix pour la recristallisation : l'acide acétique.

2. La même condensation effectuée avec le chlorure d'*o*-phtalyle aboutit à un monocarbamate (V) et non à un *bis*-carbamate (VI) comme en série acyclique

$$C_6H_4\langle{}^{CO}_{CO}\rangle N-CO-O-CH_2-CH_2Cl \quad \text{(V)}$$

$$C_6H_4\langle{}^{CO-NH-CO-O-CH_2-CH_2Cl}_{CO-NH-CO-O-CH_2-CH_2Cl} \quad \text{(VI)}$$

N % trouvé : 5,47; calculé pour (V) : 5,53; calculé pour (VI) : 7,43;
Cl % » : 13,77; » : 14,03; » : 18,83.

Basterfield, Woods et Whelen ([3]) prétendent avoir obtenu le phtalyl-*bis*-carbamate d'éthyle dans l'interaction chlorure d'*o*-phtalyle et carbamate d'éthyle. La répétition de leur expérience nous a donné un monocarbamate : N % : trouvé, 6,31; calculé pour mono, 6,39; calculé pour di, 9,09.

3. La triméthylamine ne s'ajoute pas aux dérivés iodés du type (IV) pour conduire aux iodures d'ammoniums quaternaires que nous escomptions ainsi préparer. La mobilité de l'hydrogène dans les groupes —NH— est si grande que l'amine tertiaire élimine les éléments de l'acide iodhydrique, la double cyclisation produisant des *bis*-oxazolidones (VII) :

$$\begin{matrix} CH_2-CH_2 \\ | \\ O——CO \end{matrix}\rangle N-CO-(CH_2)_n-CO-N\langle\begin{matrix} CH_2-CH_2 \\ | \\ CO-O \end{matrix} \quad \text{(VII)}$$

Leurs caractères extérieurs et leurs solubilités sont analogues à ceux des carbamates (III) et (IV). Les points de fusion de ces dérivés sont rapportés ci-dessous :

n.........	= 0.	= 1.	= 2.	= 4.	= 8.
Bis-carbamate (III) (°)...	198-199	168-169	179-180	186-187	170-171
» (IV) (°)....	229	177-178	205-207	217-218	181
Bis-oxazolidones (VII) (°).	238	169	–	138	–

([3]) *J. Amer. Chem. Soc.*, 49, 1927, p. 2945.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur la désamination des acides o-m-p-aminobenzoïques et de l'acide p-aminosalicylique (2-hydroxy-4-aminobenzoïque) par l'acide nitreux selon D.-D. van Slyke.* Note de MM. **Paul Cristol, Christian Benezech** et **André Crastes de Paulet**, présentée par M. Maurice Javillier.

Au cours de l'étude de la désamination des acides aminés par l'acide nitreux, nous avons constaté que les trois acides ortho, méta et para-aminobenzoïques ne sont pas désaminés dans ces conditions (1). Nous avons par ailleurs montré (2) et (3) que la vitesse de désamination des amino-acides est d'autant plus grande que la constante de dissociation du carboxyle est elle-même plus élevée. La constatation précédente se trouve alors expliquée par la dissociation pratiquement nulle de ces trois acides comme l'indique Edsall (4) ; les rapports du nombre de molécules dissociées au nombre de molécules non dissociées sont en effet les suivants :

Acide *p*-aminobenzoïque (P. A. B.)	0,135
» *o*-aminobenzoïque (O. A. B.)	0,20
» *m*-aminobenzoïque (M. A. B.)	2,29

Par contre, l'acide *p*-aminosalicylique (P. A. S.) est très rapidement désaminé par l'acide nitreux; la constante de vitesse de réaction à 16°, calculée par la formule habituelle des réactions monomoléculaires irréversibles est 1,31 soit le double de celle de l'alanine *dans les mêmes conditions*. Il était donc intéressant de connaître, pour ce composé, le nombre de molécules dissociées par rapport au nombre de molécules non dissociées, ce qui peut être fait par application de la formule suivante dont le principe est dû à Ebert (5)

$$\text{Log}\,K_z = \text{Log}\left(\frac{K_1}{K_E} - 1\right),$$

dans laquelle : K_z, rapport cherché; K_1, constante de dissociation du carboxyle de l'acide *p*-aminosalicylique; K_E, constante de dissociation d'un ester de cet acide (2). Les déterminations de K_1 et K_E s'effectuent par des mesures potentiométriques selon Sörensen (6). On trouve dans ces conditions :

$$pK_1 = 1,60 \qquad pK_E = 10,47.$$

(1) Nous avons utilisé, pour ces mesures, l'acide *p*-aminosalicylique et le *p*-aminosalicylate de phényle purs mis à notre disposition par le Professeur Paul et les Établissements Rhône-Poulenc. Nous les avons employés en solution M/10 dans un mélange de 48 % d'acétone et 52 % d'eau.

(2) Pierre Cristol, *Thèse Médecine*, Montpellier, 1952.

(3) Paul Cristol, C. Bénezech et S. Lissitzky, *Bull. Soc. Chim. biol.*, **31**, 1949, p. 150.

(4) Cohn and Edsall, *Proteins, Amino-acids and Peptides*, New-York, 1943.

(5) *Z. Physik. Chem.*, **121**, 1926, p. 385.

(6) *Biochem Z.*, **21**, 1909, p. 131.

D'où : $\text{Log}\,K_z = pK_E - pK_1 = 8{,}87$ (formule simplifiée) et $K_z = 7{,}38.10^8$.

Le nombre de molécules dissociées est donc extrêmement élevé par rapport au nombre de molécules non dissociées; ce fait explique la facile et rapide désamination de l'acide *p*-aminosalicylique.

Si l'on prend l'alanine comme acide aminé de référence, on peut établir le tableau ci-dessous :

	Alanine.	P. A. S.	P. A. B.	M. A. B.	O. A. B.
pK_1	2,39	1,60	2,32	3,04	2,03
pK_E	7,80	10,47	2,38	3,56	2,09
$\text{Log}\,K_z$	5,41	8,87	−0,87	0,36	−0,70
Molécules dissociées / Molécules non dissociées	257.10^3	730.10^6	0,135	2,29	0,20
Constante de vitesse de désamination par rapport à l'alanine	1	2	0	0	0

Il en résulte que la valeur de la constante de vitesse de désamination d'un acide aminé dépend du nombre de molécules dissociées par rapport aux molécules non dissociées. Les chiffres sont particulièrement suggestifs avec les acides *o*- *m*- et *p*-aminobenzoïques d'une part, l'acide *p*-aminosalicylique d'autre part.

MINÉRALOGIE. — *Sur le mécanisme de diffusion de l'hélium dans les zircons.* Note de M. **Paul Pellas**, présentée par M. Charles Mauguin.

Dans un article récent ([1]), P. M. Hurley, étudiant des zircons et des sphènes en vue de déterminer leur âge géologique par une modification de la méthode à l'hélium, attribue en particulier à l'ionisation produite par les rayons α, les dommages observés dans les structures cristallines des zircons. L'ionisation permettrait, en outre, aux atomes d'hélium de diffuser plus facilement dans le réseau cristallin perturbé.

Les dommages produits dans un solide par les rayonnements de particules lourdes chargées dépendent du type de liaison des atomes dans le réseau. S'il est justifié d'admettre que dans les composés moléculaires les effets de l'ionisation suffisent à détruire ou à modifier la structure ([2]), dans les composés ioniques ou à ionicité prépondérante, l'ionisation, tout en perturbant le système électronique (création de centres F, F′, etc.) n'amène cependant pas un passage à la structure désordonnée décelable aux rayons X.

Le zircon ne possède pas un réseau exclusivement ionique ([3]), mais

([1]) *Trans. Amer. Geophys. Union*, 33, 1952, p. 174.

([2]) B. Stech, *Z. Naturforsch.*, 7 a, 1952, 2, p. 175.

([3]) W. Huckel, *Structural Chemistry of Inorganic Compounds*. II, Elsevier, New-York, 1950, p. 575.

si un rayonnement ionisant peut entraîner un changement de coloration dans le cristal, la transition à l'état amorphe ne s'explique que dans la mesure où la proportion des atomes déplacés *d'une manière permanente* et à la température normale, à la suite des chocs élastiques avec les particules lourdes (rayons α, noyaux de recul) au-dessous de leur seuil d'ionisation, devient importante par rapport au nombre d'atomes encore maintenus en des sites réticulaires normaux ([4]). Ces atomes interstitiels, et les lacunes qui en résultent, suffisent à expliquer la transition à l'état de désordre et la plus grande perméabilité à la diffusion de l'hélium.

Calculons le nombre d'atomes déplacés dans le cas de trois zircons étudiés par Hurley. Pour faciliter les calculs, nous ferons les hypothèses suivantes :

a. la radioactivité de ces zircons est uniformément répartie dans le réseau (dispersion atomique du thorium);

b. chaque atome du réseau est lié avec une énergie moyenne de 10 eV;

c. le seuil d'ionisation choisi correspond à la vitesse d'un électron ayant une énergie de 1 eV, ce qui signifie implicitement que le premier niveau d'excitation électronique dans $ZrSiO_4$ présente une énergie de 8 eV. Ce n'est là qu'une valeur plausible que l'expérimentation modifiera. Nous considérerons enfin la moyenne des énergies des rayons α et des noyaux de recul associés de la série du thorium, ainsi que le nombre et le poids atomiques moyens des éléments constituant le cristal.

En effectuant le calcul avec ces hypothèses ([5]), nous trouvons qu'un rayon α et son noyau de recul déplacent adiabatiquement ([6]) 110 et 781 atomes, c'est-à-dire globalement près de 900 atomes.

En tenant compte de l'activité α par milligramme et par heure mesurée par Hurley, et de l'âge géologique probable du zircon, on peut calculer le flux N de rayons α, émis dans l'angle solide 4π, en considérant d'une part un poids spécifique moyen de 4,5 et une épaisseur efficace de 23,4 μ (équivalente au parcours moyen des rayons α de la série du thorium dans le cristal). Il est facile alors d'évaluer le pourcentage d'atomes déplacés dans le reseau des trois cristaux.

Zircons n°	Age géologique (millions d'années).	N (α/cm^2).	Nombre d'atomes déplacés.	% d'atomes déplacés.
1678	1050	$1,4.10^{16}$	$1,2.10^{19}$	5,7
1800	920	$5,2.10^{16}$	$4,6.10^{19}$	21,1
1805	920	$12,7.10^{16}$	$11,3.10^{19}$	51,6

([4]) P. Pellas, *Comptes rendus*, **233**, 1951, p. 1369; **234**, 1952, p. 538.

([5]) F. Seitz, *Disc. Farad. Soc.*, 5, 1949, p. 271.

([6]) Les déplacements ne sont pas strictement adiabatiques (*cf.* N. Bohr., *Danske Vidensk. Selsk. Mat. fys. Medd.*, **18**, n° 8, 1948).

Ces résultats ne représentent qu'un ordre de grandeur. En dehors des simplifications admises, nous n'avons pas tenu compte du fait que les atomes déplacés en des positions interstitielles ne sont plus liés dans le réseau avec une énergie de 10 eV, mais par des forces du type Van der Waals. En outre, quand le taux d'irradiation croît, dans la proportion d'atomes déplacés effectivement calculée, une part croissante comprendra des atomes ayant déjà subi des chocs répétés qui peuvent alors réacquérir une position normale ou se placer à nouveau en position d'insertion. De plus, nous ne tenons pas compte du processus spontané de « guérison » qui peut être important dans les composés à ionicité prépondérante. Une erreur par excès intervient donc dans le pourcentage théoriquement calculé d'atomes déplacés et cette erreur est proportionnelle au taux d'irradiation. Néanmoins, l'ordre de grandeur des résultats correspond bien d'une part à la transition ordre-désordre presque complète que l'on constate sur le cliché de rayons X de l'échantillon n° 1800, transition qui est d'autre part totale dans le diagramme du zircon n° 1805.

En définitive, la diffusion de l'hélium s'explique qualitativement par les lacunes ainsi créées. Du temps origine au temps t_1, les vacances sont encore relativement rares et la concentration d'hélium dans le réseau augmente presque uniformément. A la fin de cet intervalle de temps, la perte par diffusion est déjà notable, même si elle n'équilibre pas encore le taux de formation de l'hélium. A partir du temps t_1, et pendant une très courte période, un équilibre se réalise entre les taux de production et de diffusion de l'hélium ; mais à mesure que le nombre de vacances continue à croître, le taux de diffusion augmente jusqu'à dépasser le taux de formation de l'hélium. La concentration d'hélium dans le réseau ira alors en décroissant.

C'est bien là le mécanisme observé par Hurley.

RADIOCRISTALLOGRAPHIE. — *Détermination des désorientations réticulaires par diffraction des rayons X transmis dans les monocristaux.* Note de MM. **Honoré Lambot** et **Lawrence Vassamillet**, présentée par M. Charles Mauguin.

Un faisceau de rayons X issu d'un foyer fin réalisé par concentration électrostatique sur une anticathode en molybdène est réfléchi sur un monochromateur à quartz courbé. Ce dernier est soigneusement réglé de manière à permettre la séparation nette du doublet $K\alpha$. La composante $K\alpha_2$ est éliminée à l'aide d'un couteau effilé réglable et disposé à environ 1 cm du point de focalisation. Les échantillons monocristallins placés en cet endroit sont ainsi irradiés par la bande $K\alpha_1$ ayant la forme d'une petite droite réglable en hauteur et de 60 μ de largeur.

Le régime du tube est de 2 mA à 40 kV.

1. Les cristaux réels entraînés dans une oscillation continue donnent, en quelques minutes et à une dizaine de centimètres, des taches de Bragg dont la forme et les dimensions aisément prévisibles sont indépendantes de la perfection géométrique du réseau. Par contre, la répartition interne de l'intensité diffractée n'est pratiquement jamais uniforme et est systématiquement caractérisée par une striation bien marquée. L'orientation de ces stries d'intensité variable est celle de la tangente aux hyperboles constituant les rangées de taches obtenues sur film plan.

Cette structure, inobservée à ce jour et pourtant très générale, peut être rattachée aux désorientations des normales réticulaires dans un plan vertical et aux variations du facteur d'extinction dans la région irradiée.

2. Si le cristal est laissé fixe en position de réflexion pour une famille de plans verticaux et si le film est placé à grande distance (1 à 2 m), il est possible de mesurer avec grande précision la désorientation maximum des normales horizontales dans le volume intéressé à partir de la détermination de l'ouverture azimutale du faisceau réfléchi.

Le calcul de la largeur instrumentale en fonction de l'épaisseur traversée et de la largeur du faisceau nous a conduits à la valeur

$$\mathrm{L} = \left| \mathrm{E}\frac{\sin 2\theta}{\sin(\theta - \alpha)} \right| + \left| \mp \frac{\sin(\theta + \alpha)}{\sin(\theta - \alpha)} \sin(\theta - \alpha + \beta) \right|,$$

où est E, l'épaisseur du cristal; F, la largeur du faisceau à la focalisation; θ, l'angle de Bragg; α, l'angle du plan réflecteur avec la surface du cristal; β, l'angle de la surface du cristal avec le plan perpendiculaire au rayon incident moyen.

Dans cette formule, les angles aigus α et β doivent être comptés positivement vers la surface du cristal à partir respectivement du plan réflecteur et du plan perpendiculaire au rayon incident moyen, dans le sens des aiguilles d'une montre.

Cette expression montre que la largeur instrumentale est la plus faible pour un angle θ minimum et un angle voisin de $(90° - \alpha)$. Dans ces conditions, on voit qu'il est possible de mettre en évidence des écarts angulaires aussi faibles que 10 à 20 s. Bien qu'une telle détermination exige l'adoption d'une grande distance film-échantillon (1 à 2 m), elle n'entraîne pourtant qu'un temps de pose de l'ordre d'une heure avec des cristaux dont l'épaisseur est optimum pour Mo $K\alpha_1$.

Mais la forme de la tache et la répartition de l'intensité nous permettent, de plus, de fixer les variations de l'imperfection dans les différentes portions de la tranche cristalline de 60 μ de largeur.

3. Si nous décomposons le domaine de réflexion en une série de positions discrètes pour le cristal et si, entre deux poses successives, nous décalons le film en translation, nous pouvons mesurer des désorientations azimu-

tales supérieures à l'angle d'ouverture du faisceau et également suivre l'évolution de l'intensité diffractée aux différents niveaux de la zone étudiée en relation avec les imperfections citées plus haut.

Nos recherches ont porté sur des cristaux minéraux, organiques et métalliques qui, jusqu'à présent, nous ont toujours permis de confirmer les faits précités. Il nous a été presque impossible de trouver des monocristaux vraiment parfaits et les échantillons les meilleurs à ce point de vue semblent ceux de quartz qui révèlent rarement des décalages angulaires supérieurs à 10 ou 20 s. Ce résultat confirme les observations de Guinier et Tennevin (1) par la méthode du Laue focalisé basée sur l'examen d'une zone beaucoup plus large dans le cristal.

GÉOLOGIE. — *Géologie des collines sous-vosgiennes entre la Thur et le Silbach.* Note de M. **Georges Dubois**, Mlles **Suzette Gillet** et **Thérèse Kolb**, transmise par M. Pierre Pruvost.

Depuis la parution de la carte géologique au 1/80 000 du département du Haut-Rhin dressée par J. Delbos et J. Koechlin-Schlumberger (1865), rien de très précis n'avait été publié sur la cartographie des collines sous-vosgiennes au Sud-Ouest de la Thur, si l'on excepte la région de Lauw entre la Doller et le Silbach affluent de celle-ci. On sait (2) qu'ici un champ de fractures triaso-jurassiques, riche de Saxonien à la base et de Rauracien au sommet, s'étale sur 3 km de large entre la montagne schisto-grauwackeuse viséenne et les coteaux oligocènes essentiellement marneux du palier de Sentheim.

Nous avons revu la bande de collines triaso-jurassiques au Nord-Est du Silbach, région d'observation géologique difficile, en raison de l'étroitesse de ses affleurements, et de leur couverture boisée subcontinue.

La montagne schisto-grauwackeuse s'élève au voisinage de la faille vosgienne vers les altitudes 500 à 700 m; les coteaux oligocènes entre 300 et 500 m.

Les masses triaso-jurassiques s'observent vers 350-375 m, aux débouchés des rivières vosgiennes, et jusqu'à 500 m sur les hauteurs entre ces rivières. On peut les localiser en quatre points qui sont successivement du Nord-Est au Sud-Ouest : 1° rive droite du Steinby; 2° au Rigisbourg, face à Leimbach; 3° entre Rammersmatt et le Kaltenbach; 4° en rive gauche du Silbach. Entre ces divers affleurements, l'oligocène marneux s'applique directement contre la montagne grauwackeuse, sur environ 300 m, entre le 1er et le 2e d'entre eux, sur 2 km entre le 2e et le 3e, d'une part, et entre le 3e et le 4e, d'autre part. Si en certains lieux les formations sont en place (nous voulons dire simplement

(1) *Acta Cryst.*, 2, 1949, p. 133.

(2) S. Gillet et D. Schneegans. *Bull. Serv. Cart. Géol. Als. et Lorr.*, 2, 3, 1935, p. 163-193, 5 fig., pl. XVI.

dérangées par une tectonique faillée postoligocène), en d'autres elles se présentent en désordre d'éboulement, le dérangement ayant d'ailleurs été de faible étendue.

Les formations suivantes ont été reconnues :

JURASSIQUE-BAJOCIEN SUPÉRIEUR : Grande Oolithe (souvent avec grandes oolithes).

AALÉNIEN SUPÉRIEUR : Argile gréseuse à Bélemnites et *Pecten pumilus*, au Rigisburg.

AALÉNIEN INFÉRIEUR-CHARMOUTIEN-LOTHARINGIEN : Argile livrant le long d'un sentier en pente, sur une longueur de 100 m au Rigisburg, face à Leimbach : *Amaltheus spinatus*, *A. margaritatus*, *Arnioceras*, Belemnite charmouthienne, *Trochus subduplicatus*, *Isastrea Bernardina*. D'une manière générale les fossiles stratigraphiquement élevés se trouvent en bas de la pente, à l'inverse des autres, indication d'une forte inclinaison, avec failles vraisemblablement multiples.

TRIAS. FRANCONIEN (FRÉDÉRICIEN SUPÉRIEUR) : Calcaire coquillier *Cœnothyris vulgaris*, affleurement large de 250 m à Rammersmatt, de 10 m au Silbach.

VOGÉSIEN : affleurement de grès éboulés, vraisemblablement VASLÉNIEN-SAVERNIEN avec poudingue de Sainte-Odile, au Steinby et à Rammersmatt. Grès vosgien savernien au Silbach (affleurement large de 15 m) au bas du coteau de Bergwald.

ANTÉTRIASIQUE : Argiles, grès, arkoses rouges, saxoniens et rhyolithes en blocs, vraisemblablement autuniennes.

Conclusion. — Le Silbach sépare dans le champ de fractures sous-vosgien deux régions bien tranchées : une région au Nord, couronnée stratigraphiquement par le Bajocien, les couches plus élevées ayant été enlevées par l'érosion antéoligocène, comme presque partout en Alsace (faciès vosgien) (2); une région au Sud où la série stratigraphique est pratiquement complète jusqu'au Rauracien inclus (faciès jurassien) (2).

Une opposition si tranchée à 200 m d'éloignement seulement, semble indiquer qu'une tectonique brusque, vraisemblablement faillée, a déjà joué à l'antéoligocène.

GÉOLOGIE. — *Structure géologique de la façade atlantique de la Vendée et plissements posthumes en Aquitaine*. Note de M. **GILBERT MATHIEU**, transmise par M. Pierre Pruvost.

Les cartes marines de la plate-forme continentale au large des côtes du Bas-Poitou attirent l'attention sur le relief très particulier du plateau sous-marin de Rochebonne situé à 56 km au Sud-Ouest des Sables-d'Olonne et 60 km au Sud de l'île d'Yeu. Ce plateau sous-marin comprend un chapelet de pitons rocheux qui s'alignent suivant 10 km en parfaite direction sud-armoricaine avec un parallélisme remarquable par rapport à l'allongement de l'île d'Yeu. Le piton Nord atteint la cote —4, tandis que le piton Sud s'élève à —8; cette crête à peine submergée domine du côté

(2) S. GILLET, *Ibid.*, 4, 1937, p. 100.

Ouest un relief de faille qui nous fait passer brusquement à —60 et puis rapidement à —90; l'inclinaison de la plate-forme est, au contraire, plus douce vers le continent, c'est-à-dire le littoral des Sables à Jard.

Si l'on compare le haut-fond de Rochebonne à la morphologie de l'île d'Yeu, l'analogie est frappante, car l'île d'Yeu, tout à fait dissymétrique, est abrupte à l'Ouest (côte Sauvage), où l'on passe de 30 m d'altitude au Cap des Degrés à —30 dans les fonds marins au pied des falaises. C'est donc le même ordre de grandeur dans le relief qu'à Rochebonne avec direction identique. De la structure de l'île d'Yeu ([1]), anticlinal gneissique soulevé en dôme post miocène (et butant à l'Est par faille contre le Lutétien du Pont d'Yeu), on peut prévoir la constitution géologique de Rochebonne. M. L. Dangeard ([2]) y a signalé « *des micaschistes à mica noir* » obtenus par dragage, et il est fréquent que les chalutiers du port de La Rochelle ramènent dans leurs filets de gros blocs de tels micaschistes disséminés sans doute autour de ce plateau sous-marin par des phénomènes périglaciaires wurmiens.

Cet affleurement de micaschiste sur la plate-forme de l'Atlantique à 100 km à l'Ouest de La Rochelle élargit singulièrement le domaine armoricain. Déduisons la signification tectonique de ce petit massif primaire intégré dans l'ensemble de la structure vendéenne.

1. La limite Nord de l'Hettangien du Bassin d'Aquitaine remonte de Talmont aux Sables-d'Olonne (Saint-Jean-d'Orbetiers) et il existe ensuite un compartiment effondré d'Infralias entre Olonne et le Havre de la Gachère et évidemment sous la mer. De sorte qu'entre l'anticlinal gneissique d'Yeu passant au large de l'îlot des Barges devant Les Sables et la côte atlantique de Saint-Gilles, on doit admettre une ligne synclinale de Lias. Les micaschistes de La Pointe du Payré constituent le versant Nord-Est de l'anticlinal d'Yeu et dans l'anse de Saint-Nicolas une flexure importante, revue récemment par M. P. Butel ([3]), conduit à un sous-sol océanique entièrement en Jurassique (Dogger des falaises de Jard, Oxfordien de la Pointe du Grouin du Cou). La suite (Lusitanien et Kimméridgien) constitue l'île de Ré, aussi le plateau submergé de Rochebonne en micaschiste ne peut être qu'un nouvel anticlinal de cristallophyllien rigoureusement parallèle à celui d'Yeu. Entre les axes primaires d'Yeu et de Rochebonne, un large synclinal secondaire est entièrement noyé. Il est d'ailleurs très probable qu'il existe un anticlinal intermédiaire

---

([1]) G. Mathieu, *Comptes rendus*, **206**, 1938, p. 849 et 1118; *Bull. Carte géologique*, n° **219**, 1945, p. 1 à 40.

([2]) *Cartes lithologiques : Mer de France*, mars 1936 et *Sonderabdruck aus Geologie der Meere*, Bd. **3**, Heft. **2**, 1939, p. 129-142.

([3]) *Bull. Serv. Carte Géol. France*, n° **232**, **44**, 1951, p. 106.

correspondant au relèvement jusqu'au Primaire de l'axe Oléron, Gémozac, Jonzac. L'architecture générale de la Vendée paléozoïque à l'Ouest du Sillon carbonifère se présente alors harmonieusement composée de trois anticlinaux de gneiss et de micaschistes : 1° l'anticlinal Lac de Grand'Lieu, les Essarts, Mervent, Saint-Pompain; 2° l'anticlinal île d'Yeu, Pointe du Payré; 3° l'anticlinal de Rochebonne. Autre constatation remarquable, l'écartement des trois plis est sensiblement constant, soit environ 60 km. Entre l'anticlinal des Essarts déversé vers le Nord-Est et celui d'Yeu vers le Sud-Ouest, la région côtière de Saint-Gilles est le secteur des mylonites dans le Briovérien.

Entre le sillon houiller du Layon et Rochebonne, situé un peu au Nord-Est du point de coordonnées (lat. 46°, long. 5° W, Paris), le massif vendéen mesure 200 km pris transversalement aux plissements sud-armoricains et le fossé de continuelle subsidence de Chantonnay y occupe une position médiane. Les micaschistes de Rochebonne augmentent l'importance du cristallophyllien de Vendée, aussi on peut dire que les trois grandes régions briovériennes de Cholet, de Chantonnay et de Challans-La Roche sont largement encadrées de granite et de cristallophyllien.

2. Au Tertiaire, il s'est formé trois fossés parallèles remplis de Jurassique : celui de Chantonnay, celui d'Olonne-La Gachère et celui de la plate-forme atlantique.

On sait que le jeu posthume des anticlinaux du Primaire de Vendée est en relation directe avec les dislocations du Poitou et les plis nord-aquitains décrits depuis longtemps par Ph. Glangeaud ([4]). L'anticlinal des Essarts Mervent est lié au horst de Montalembert ([5]) et celui de l'île d'Yeu s'aligne avec le dôme de Mareuil-sur-Belle par l'intermédiaire du dôme de la Pointe du Lizay (île de Ré). Le troisième anticlinal, de Rochebonne, s'aligne avec la pointe de Grave. Si son relèvement à été notable à une période post-miocène comme ses voisins, ainsi que le laisse supposer son relief de faille, d'autres dômes anticlinaux en chapelet doivent le prolonger dans le Bassin tertiaire d'Aquitaine noyés sous le Néogène du Médoc. Ceci peut avoir des conséquences fort intéressantes pour la prospection.

Il apparaît de plus en plus que la tectonique superposée du Centre-Ouest ([6]) de la France consiste en dômes postsidérolithiques placés au croisement des dislocations sud-armoricaines Nord-Ouest-Sud-Est et des plissements andins Est-Ouest dont M. G. Waterlot a été le premier à nous signaler l'importance dans le Jurassique de l'Aunis ([7]).

([4]) *Bull. Serv. Carte Géol.*, 8, n° 50.

([5]) G. Mathieu, *Thèse*, Lille, 1937, p. 288, *fig.* Planche dépliante B.

([6]) G. Mathieu, *Comptes rendus*, 234, 1952, p. 1897.

([7]) *Comptes rendus*, 212, 1941, p. 278; *Bull. Carte Géol. France*, n° 231, 48, 1950, p. 91.

Remarquons donc que le dôme de Cristallophyllien de Rochebonne se trouve au croisement d'un relief d'une faille sud-armoricaine et de l'anticlinal andin du Nord de La Rochelle (dit de Bourgneuf) tout récemment décrit par M. G. Waterlot.

GÉOLOGIE. — *Observations sur l'action de la houle de Mistral en quelques points du littoral provençal.* Note de M. **Jean-Joseph Blanc**, transmise par M. Pierre Pruvost.

L'attention est attirée sur l'existence et sur l'action de courants de fond de retour, entraînant au large les sédiments.

En Provence, le Mistral et la Tramontane présentent des sautes brusques, souvent violentes; de plus, l'orientation des baies et des criques conditionne le bilan sédimentaire des plages. On étudie ici *le cas particulier où le Mistral « souffle de la mer »*. Son action se traduit par un amaigrissement de la plage. Parmi de nombreuses stations, les plages de La Gorguette (Bandol, Var) et la crique de Port-Issol (Sanary, Var), ont été choisies en raison de leur orientation particulière (N-S), face au Mistral. La première est une baie ouverte, tandis que la deuxième est une crique relativement abritée par les indentations de la côte rocheuse. Une autre étude sera consacrée aux actions de transfert latéral.

I. Exemple de baie largement ouverte : La Gorguette, a Bandol. — A partir du talus littoral, l'on observe un sillon suivi vers le large d'une ride sableuse.

1. *Zone située entre le rivage et la ride littorale.* — Dans cette cuvette allongée à axe parallèle à la côte, l'agitation est particulièrement importante, les ripple-marks sont imbriquées et irrégulières. La densité des suspensions s'accroît vers le rivage. Sur le fond, les sédiments s'éloignent et se rapprochent alternativement du talus, mais le mouvement résultant a pour effet de les en éloigner. Le déferlement des vagues, amorcé dès la crête de la ride, se continue vers le rivage. Cette zone est le siège de tourbillons, surtout le long de la retombée littorale de la ride. Ces derniers sont à axes horizontaux, mais l'on observe aussi des transports ascendants remontant les sables vers la surface. Le transport des sédiments s'effectue surtout le long du fond; une grande quantité est mise en suspension, transportée vers la ride (donc vers le large).

2. *La ride.* — Le déferlement des rouleaux commence là; les frottements contre le talus de la ride déterminent la cessation du régime des ripple-marks régulières. Aux abords de la crête de la ride se manifestent les arrachements de sable. Ce dernier se déplace vers le large par saltation ou par

traction le long du fond, en formant une lame de quelques centimètres d'épaisseur. Au niveau de la ride commence la zone de *turbulence maximum*, les vagues cèdent par frottement une grande partie de leur énergie. La surface d'arrachement est la crête de la ride et le sommet du « versant au large » de cette dernière. Les ripple-marks ne peuvent s'y former ou sont aussitôt arrachées.

3. *Zone située au large de la ride.* — La houle se fait régulièrement sentir jusqu'à une profondeur de quelques mètres. A — 2 m, lors du passage des trains de vagues les plus importants, tous les sédiments, le long du fond, sont remis en mouvement et se déplacent par saltation en suivant les balancements de la houle. Lorsqu'à cet endroit le maximum d'agitation est passé, les sédiments se dirigent vers le large suivant des directions préférentielles perpendiculaires aux ripple-marks, déterminant parfois de légers chenaux. Les troubles suivent le fond et donnent des bandes étirées, rectilignes, perpendiculaires en général à l'axe des trains de vagues. A cet emplacement, les ripple-marks se régularisent, deviennent parallèles; elles s'infléchissent souvent au voisinage des chenaux correspondant au retour des sédiments vers le large.

II. Exemple de crique relativement abritée : Port-Issol (Sanary). — De 1,5 à 3 m de profondeur, les sédiments subissent le balancement de la houle et la résultante de cette action tend à les entraîner vers le large. Sur le fond, ce déplacement s'effectue par des chenaux entaillant de 0,20 m le réseau des ripple-marks. Leur longueur est de plusieurs dizaines de mètres; espacés de 1,5 à 0,40 m, ils forment une suite de vallonnements parallèles. Les chenaux sont orientés obliquement par rapport à la direction des ripple-marks (140°) et, tout en conservant la même orientation, leur axe subit d'incessants déplacements latéraux, alternatifs, du fait de la houle. Ainsi, l'ancien tracé est reconstitué après le passage de deux rouleaux. Vers le large, les chenaux s'observent encore à plusieurs mètres de profondeur, mais leur déplacement latéral s'atténue pour cesser vers — 2 m.

Conclusions. — Ainsi, ces observations directes montrent *la réalité et l'importance de l'action des courants de fond de retour* (undertow), conformément à la théorie classique, battue en brèche il y a quelques années, dont A. Rivière a récemment montré la valeur [1]. Ces courants exercent une indéniable action d'entraînement au large des sédiments. Il est remarquable qu'une action localisée, liée aux détails de la topographie littorale, suffise à déclencher le phénomène.

---

(1) A. Rivière, *Proc. of the 3 rd. International Congress of Sedimentology*, Groningen-Wageningen, Netherlands, 1951, p. 211-218.

GÉOGRAPHIE PHYSIQUE. — *Nature et origine du relief de la Dorsale guinéenne* (1). Note (*) de MM. **Maxime Lamotte** et **Gabriel Rougerie**, présentée par M. Charles Jacob.

A l'encontre de la majeure partie de l'Ouest africain, au relief monotone, la région qui s'étend depuis la Guinée portugaise jusqu'à la Côte d'Ivoire réalise, parallèlement à la côte atlantique et à quelques 300 km d'elle, un alignement de massifs montagneux fortement individualisés, dominant parfois de plus de 1000 m les pays subhorizontaux qui les entourent (2). Deux éléments fondamentaux permettent d'élucider le problème de la nature et de l'origine de ces reliefs, qui paraissent aberrants en l'absence de tout mouvement orogénique récent.

Ils se révèlent, en premier lieu, étroitement liés à la nature pétrographique des terrains (3). Parmi les plus hauts d'entre eux, le Nimba et le Simandou correspondent strictement à des affleurements de bancs subverticaux de quartzites à minerai de fer, roches mécaniquement les plus dures de la région et les plus résistantes chimiquement; grâce à leur énorme teneur en fer, elles donnent, en effet, des produits d'altération formant rapidement une couche protectrice très efficace. Les formations géologiques qui environnent ces deux chaînes, moins dures et surtout plus altérables, restent en contrebas; l'amphibolite, roche dont la dureté et la résistance chimique sont inférieures à celles des quartzites, mais supérieures à celles des granito-gneiss, donne précisément des contreforts à mi-hauteur et, plus loin, des collines d'altitude intermédiaire. Dans tous les détails de leur topographie, ces montagnes, dont une étude géologique assez poussée a été faite, traduisent une adaptation étroite à la structure. D'autres reliefs correspondent à des venues doléritiques massives : si, en effet, la dolérite est une roche qui s'altère facilement sous ces climats, ses produits de décomposition conduisent, sous certaines conditions de subhorizontalité de la surface topographique, à la formation d'une cuirasse latéritique dont la dureté, et plus encore l'inaltérabilité, sont tout à fait remarquables.

Un cas plus difficile à expliquer, en apparence, est celui des massifs granitiques, dont les principaux sont ceux de Man et des Touras, du Ziama, et de Kissidougou et Guéckédou. Pourquoi se trouvent-ils ainsi en relief

(*) Séance du 3 novembre 1952.

(1) Ces recherches ont été effectuées au cours d'une mission de plusieurs mois en Guinée forestière.

(2) *Voir* les Cartes topographiques au 1/200 000 de Man, Nzénékoré, Macenta et Beyla.

(3) *Voir* Carte géologique de la Guinée forestière, dans Obermuller, *Bull. du Service des Mines*, n° 5, 1941.

au milieu de formations dont la plupart sont de nature granitogneissique et donc très voisines par la dureté et la nature chimique ? Quelques remarques peuvent être faites pour apporter des éléments de solution à ce problème dont aucune étude importante n'a été effectuée jusqu'à ce jour dans l'Ouest africain.

Il apparaît nettement, tout d'abord, que la composition chimique domine toute l'évolution du modelé en milieu intertropical, et que de faibles différences de cet ordre suffisent parfois à entraîner des destinées tout à fait dissemblables. L'abondance des éléments noirs (amphibole, biotite) chez certains granites détermine, par ferruginisation, une tendance au cuirassement, tandis que, chez les granites leucocrates, l'altération conduit à des arènes et à des sables facilement déblayés par les eaux courantes. La structure des roches intervient également de façon indiscutable : les granites intrusifs, post-tectoniques, résistent mieux que des granitoïdes encaissants, hachés de diaclases. Enfin, les conditions topographiques constituent un facteur non négligeable; il peut y avoir, en effet, apport d'éléments ferrugineux, comme c'est le cas au voisinage des massifs quartzitiques du Nimba et du Simandou, où des granites se trouvent ainsi protégés et comme fossilisés sous une cuirasse; et d'autre part, une fois mise en relief, pour l'une ou l'autre de ces raisons, une zone granitique aura beaucoup de chances d'y demeurer, parce que soustraite à l'altération maxima qui se fait au niveau hydrostatique : il se produit une sorte d'« autocatalyse » du relief, qu'il faut voir sans doute à l'origine de nombreux massifs granitiques.

Le second élément qui permet d'éclairer de manière très suggestive la nature de ces reliefs est la présence des surfaces et des niveaux d'érosion. Nous en avons signalé déjà l'existence dans la chaîne du Nimba à 500, 800, 1300 et 1600 m [4]. D'une manière plus générale, ils apparaissent avec netteté partout où des dépôts ferrugineux protecteurs sont venus les fossiliser, c'est-à-dire au voisinage ou sur l'emplacement des formations riches en fer : quartzites à magnétite en premier lieu et, dans une moindre mesure, amphibolites et dolérites. On retrouve ainsi des niveaux tout à fait comparables à ceux du Nimba dans la chaîne quartzitique du Simandou et à son pourtour, sur les retombées orientales, doléritiques, du Fouta-Dialon, et sur les nombreux reliefs résiduels, doléritiques ou amphibolitiques, qui parsèment la Haute-Guinée. Leurs altitudes oscillent avec une constance parfaite autour des 500, des 800, des 1600 et, plus rarement des 1300 m.

Là, où le substratum est pauvre en fer, les niveaux sont moins nets dans le détail, mais une vue plus synthétique, sur cartes ou sur le terrain, du haut d'une éminence, permet d'en retrouver les grandes lignes.

([4]) J. C. Leclerc, M. Lamotte, J. Richard-Molard, *Comptes rendus*, 228, 1949, p. 1510.

Des niveaux ainsi étagés, à des altitudes et avec des physionomies partout comparables, à travers les pays de la Dorsale guinéenne, sont la preuve d'un exhaussement progressif de la région. De part et d'autre d'une charnière grossièrement orientée NW-SE et jalonnées de venues doléritiques à la faveur des cassures produites, deux panneaux ont basculé. Sur ces panneaux, un relief de nature appalachienne a été dégagé, avec une vigueur plus grande près de la charnière, là où le soulèvement était maximum.

GÉOGRAPHIE PHYSIQUE. — *Sur la morphométrie du massif galiléen.* Note de M. **Étienne de Vaumas**, présentée par M. Emmanuel de Margerie.

Le massif galiléen est limité, au Nord par le Nahr Qasmié, à l'Est par la dépression du Houlé, au Sud par la plaine d'Esdrelon, à l'Ouest par la plaine côtière. La frontière de la République libanaise et de l'État israélien le traverse selon un axe Ouest-Est qui délimite deux régions naturelles : l'une orientée vers le Nord-Ouest, l'autre vers le Sud. Chacune comprend un noyau montagneux (ou Haute-Galilée) et un pays d'altitude réduite (ou Basse-Galilée).

Les caractéristiques morphométriques du massif sont intéressantes à considérer.

1. *Les courbes hypsographiques.* — La Haute-Galilée, prise dans son ensemble ou dans chacune de ses parties, de même que la Galilée libanaise (haut et bas pays réunis), ont des courbes hypsographiques qui montrent une distribution des superficies par tranches d'altitude en un triple compartiment : les altitudes inférieures ne représentent qu'une surface restreinte, les altitudes moyennes un développement beaucoup plus considérable, les altitudes supérieures une superficie à nouveau réduite.

La Galilée palestinienne, au contraire, offre une courbe très différente. Les superficies par tranches d'altitude vont décroissant de la base vers le sommet. L'adjonction de la Basse-Galilée à la Haute-Galilée transforme donc complètement, dans ce secteur, le type de la courbe à la différence de ce qui se passe en Galilée libanaise.

La courbe de la Galilée considérée dans sa totalité est du modèle de celle de la Galilée palestinienne, mettant ainsi en évidence le rôle prédominant de celle-ci dans l'ensemble du massif.

2. *Les coefficients de massivité* (rapport de l'altitude moyenne à l'altitude maximum). — Ils sont élevés, quelquefois même considérables, pour un pays plissé :

Galilée libanaise	51 %	[Haute-Galilée : 63 %; Basse-Galilée : 49 %]
Galilée palestinienne	30 %	[Haute-Galilée : 42 %; Basse-Galilée : 36 %]
Galilée	34 %	[Haute-Galilée : 45 %]

Ces chiffres confirment les constatations qui se dégagent déjà des courbes hypsographiques, à savoir que la Galilée palestinienne est beaucoup moins massive que la Galilée libanaise, et que la grande étendue de la Basse-Galilée palestinienne abaisse très nettement le coefficient de l'ensemble du massif.

3. *Relations des caractéristiques morphométriques et du relief.* — Ces relations sont très nettes. Les courbes hypsographiques rendent bien compte de la morphologie du massif. Celui-ci est constitué, en effet, par un noyau montagneux au sommet subhorizontal, qui s'abaisse par des pentes ordinairement très raides vers la Méditerranée, vers la Basse-Galilée palestinienne ou vers la dépression du Houlé; au Nord-Ouest et au Sud, il domine un bas pays, d'altitude nettement moins élevée, dont les formes sont beaucoup plus molles. L'érosion s'est bornée jusqu'ici à décaper légèrement les sommets et à creuser quelques vallées très encaissées.

Les coefficients de massivité confirment, eux aussi, l'observation directe du terrain, c'est-à-dire la faiblesse dù démantèlement accompli durant le cycle actuel ainsi que le manque d'aération du massif qui en découle. On est donc très près de la massivité parfaite (massivité du relief à l'origine du cycle). La chose n'a d'ailleurs rien d'étonnant. Nous avons déjà montré antérieurement, au moins pour la Galilée libanaise (¹), que le cycle actuel est très récent et que la morphologie en est constituée essentiellement par une surface polycyclique, plissée à nouveau durant la dernière phase orogénique.

4. *Relations des caractéristiques morphométriques et de la structure.* — Les courbes hypsographiques sont tout à fait typiques, non seulement de la morphologie, mais encore de la structure du massif galiléen, la première étant conforme à la seconde, au moins en Haute-Galilée. Le noyau montagneux est formé, en effet, par un large anticlinal affectant le profil d'une anse de panier; alors que les couches sont subhorizontales ou plissées dans le haut, elles plongent rapidement sur les deux bords. Les courbes hypsographiques avec leur distribution des superficies en trois compartiments distincts paraissent calquées sur le profil géologique.

Quant à la déformation que révèle la courbe d'ensemble du massif, elle est due à l'introduction des plissements secondaires, mais largement étalés, qui constituent la Basse-Galilée palestinienne.

(¹) *Comptes rendus*, 228, 1949, p. 257; et F. de Vaumas, *Le Liban, Étude de Géographie physique.*

PHYSIQUE DU GLOBE. — *Sur l'utilisation d'eaux souterraines au-dessus de la température critique.* Note de M. **Georges Claude**, présentée par M. Emmanuel de Margerie.

Dans une Note limitée au cas de Pechelbronn [1], j'ai décrit une manifestation possible de l'eau au-dessus du point critique que, par commodité et souci de correction, j'appellerai ici *fluid*, un tel fluide n'étant pas une vapeur. Je voudrais montrer que ce *fluid* doit intervenir souvent dans l'économie souterraine du Globe, et qu'on pourrait tirer de ce fait des conséquences pratiques importantes.

Nous avons avancé précédemment [2], André G. Claude et moi, que grâce au caractère démesuré dans l'Espace et le Temps des choses de la Géologie, des couches sédimentaires, fracturées et poreuses, pourraient, dans des cas favorables, devenir le siège de circulations d'eau surchauffée capables de gros effets industriels. On a objecté, en particulier, qu'aux profondeurs envisagées, aucun vide ne saurait exister sous la pression des roches. On sait, en effet, que c'est de celle-ci que dépend l'écrasement, bien que la pression manométrique au fond des plus profonds forages ne soit généralement que celle d'une colonne d'eau plus ou moins salée allant de la surface au fond : c'est que la seule manifestation de la gravité capable de se transmettre dans le sous-sol sédimentaire est celle des nappes aquifères qui le baignent souvent jusqu'à des profondeurs indéfinies [3]. Cette croyance que la compacité du sous-sol serait totale à une profondeur relativement faible est controuvée par les essais que les craintes d'avenir de l'industrie du pétrole ont provoquées aux États-Unis [4] : tout vide ne disparaîtrait qu'au delà de 15 km, et le pétrole pourrait exister jusqu'à cette profondeur.

Or, ce qui est perméable au pétrole doit *a fortiori*, l'être au fluid en raison de son état gazeux, de sa pression et de sa viscosité moindre. Il pourrait donc pénétrer dans les couches sédimentaires les plus profondes, puisque, même au gradient de 40 m par degré, la température critique de l'eau serait atteinte à 14,5 km.

---

(1) *Comptes rendus*, **234**, 1952, p. 2097.

(2) *Comptes rendus*, **228**, 1949, p. 544, 1209 et 1701.

(3) On sait pourtant que certains gisements de pétrole sont le siege de pressions beaucoup plus élevées, ce que l'on a expliqué en remarquant que de tels gisements s'entourent d'une gaine imperméable dans laquelle se développe une pression capable, à la limite, de soulever tout le terrain au-dessus d'elle, soit donc à peu près double de la pression hydrostatique à ce niveau.

(4) *Voir*, en particulier, J. S Closinger, *World Oil*, april 1950, p. 57-62.

On remarquera que, sauf pour des gradients très petits, la pression hydrostatique *est bien supérieure* à la pression critique à la profondeur où est atteint le point critique : par exemple, pour t_{cr} à — 4 000 m (Pechelbronn), la pression hydrostatique serait de 334 kg/cm² > 225; à 11 000 m, elle serait de 870 kg/cm² contre 225. Les pressions existant dans le sous-sol à partir de la température critique seraient donc généralement dues à la pesée des nappes aquifères, et non au fluid, lequel, sans se liquéfier, ne ferait qu'égaler sa pression à la pression hydrostatique existant en vertu de la propriété des fluides au-dessus du point critique; il ne pourrait donc surmonter celle-ci. Si, au contraire, par suite d'une proximité exceptionnelle de t_{cr}, on avait $P_{cr} > P_{hydr}$, celle-ci ne pourrait s'opposer à l'écoulement du fluid sous forme de vapeur : on peut se demander si l'on ne pourrait expliquer ainsi le cas de Larderello, où l'on extrait du sol de la vapeur. Le cas $P_{cr} = P_{hydr}$ serait réalisé à — 2 700 m, au gradient supposé constant de 7,70 m par degré, l'eau du sous-sol étant supposée pure.

Les températures nécessaires à l'existence du *fluid* étant ainsi atteintes, en sous-sols sédimentaires aquifères, à des niveaux perméables, on pourrait l'extraire de ces niveaux si l'on pouvait réaliser *avec sécurité* des puits tubés assez profonds pour les atteindre, et en bonne relation avec eux. Or, on atteint déjà 6 km pour des puits à pétrole : ce serait donc plus que suffisant pour la région de Pechelbronn.

Objectera-t-on qu'à ces températures les outils de perforation perdraient leurs qualités ? Rappelons seulement à ce sujet que c'est vers 400° que la résistance à la rupture du fer est maximum, qu'on surchauffe déjà la vapeur à 100 atm jusqu'à 500° dans certaines centrales thermiques, et que, comme toujours, on trouvera encore mieux si le besoin s'en fait sentir.

On objectera aussi l'action chimique puissante de l'eau à ces températures et à ces pressions, mais on peut croire qu'au moins dans certains cas, cette action serait mise en échec par l'absence de l'état liquide à ces températures. Or, les avantages de cette extraction pour la production du travail mécanique seraient très grands;

A puissance mécanique égale, grâce à la haute température et à la haute pression du *fluid*, l'extraction d'eau du sol serait réduite au *vingtième* environ de celle exigée par de l'eau à 125° ([5]); une extraction si faible pourrait s'accommoder de perméabilités longitudinales bien moindres; une imperméabilité totale des couches surplombantes ne mettrait pas obstacle à cette extraction, la montée du fluid étant provoquée par sa propre pression et non par la pression hydrostatique surplombante; une région illimitée en profondeur et bien supérieure en qualité serait exploitée; des puits de *très petit diamètre*, comparables aux puits à pétrole,

([5]) *Comptes rendus*, 228, 1949, p. 1209.

pourraient véhiculer une puissance importante; ils ne risqueraient pas d'être usés par l'érosion de particules solides; leur faible débit permettrait de les multiplier dans les régions favorables; les usines seraient bien plus simples que celles destinées à extraire et traiter la vapeur de l'eau surchauffée; il n'y aurait pas à se débarrasser des eaux usées, etc.

Je signalerai dans une prochaine Note quelques particularités thermodynamiques de cette question, et je pourrai mettre ainsi quelques chiffres sur ces espérances.

BOTANIQUE. — *Sur l'aréole du* Pereskiopsis Diguetii. *Valeur morphologique des aiguillons des Cactées.* Note (*) de M. **Lucien Plantefol**, présentée par M. Roger Heim.

Chez le *Pereskiopsis Diguetii*, l'aréole (poils, aiguillons, glochides, socle de liège) est une production de type stipulaire logée dans une dépression du segment foliaire, où elle enserre un point végétatif sans lien ontogénique direct avec elle.

L'aréole est le fait le plus marquant de l'organisation des *Cactaceæ*. Dépression ménagée au milieu de tissus généralement lisses à cuticule épaisse, elle est bourrée de poils subérifiés, comporte l'insertion des aiguillons, et logeant un point végétatif axillaire; elle peut supporter une ou plusieurs fleurs ou un rameau latéral.

La plupart des auteurs envisagent l'aréole comme une réalisation du point végétatif axillaire. Boke identifie les deux termes : « l'aréole ou bourgeon axillaire » (1). D'où une interprétation inexacte, bien que classique, des aiguillons et par suite de toute l'organisation des Cactées.

Si l'aréole, fait général chez les *Cactaceæ*, y a même valeur, ce n'est pas dans les cas les plus complexes parce que les plus évolués, mais chez les *Pereskieæ*, à feuilles et rameaux presque normaux, que cette valeur doit être recherchée.

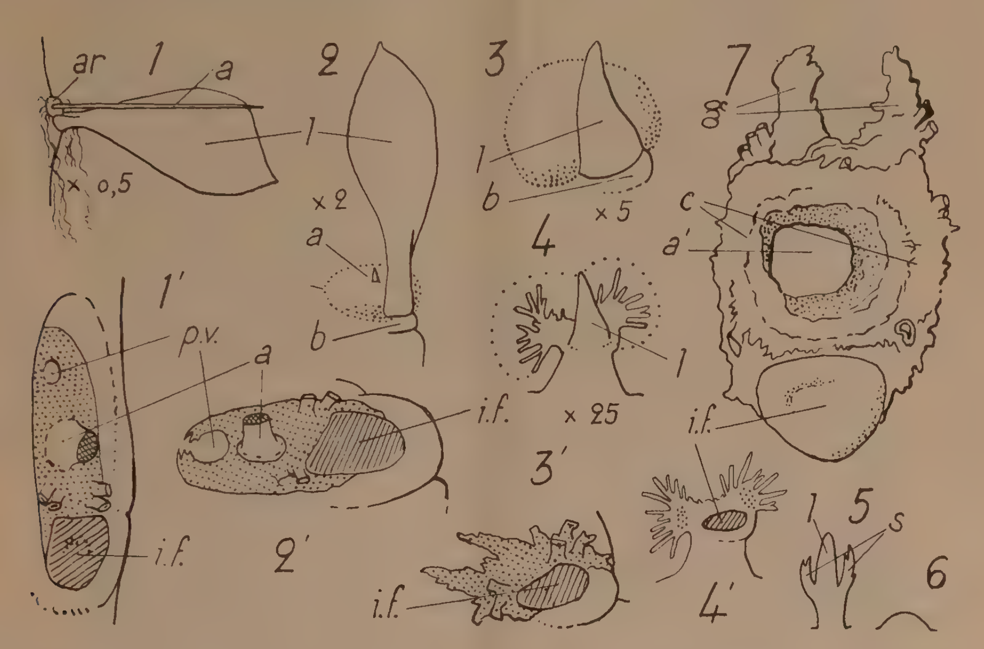
Un rameau de *Pereskiopsis Diguetii* suspend sa croissance à l'automne. Les feuilles d'un tel rameau, lentement développées, puis arrêtées dans leur croissance sous *une forme que ne réalise pas l'ontogénèse accélérée de la feuille normale*, montrent la succession des états qui mènent à la formation de l'aréole.

Le développement d'une feuille parfaite ménage l'aréole (*fig.* 1 et 1') dans la partie du segment foliaire fusionnée à la tige et la base du pétiole; mais la chute de la feuille attachée par une insertion étroite n'entraîne ni poils ni aiguillons.

(*) Séance du 3 novembre 1952.

(1) *Amer. J. Bot.*, 39, 1952, p. 134-145.

Une tige de *Pereskiopsis Diguetii* est à son sommet presque tronquée par un plan, sans s'être amincie. Les dernières feuilles à limbe typique (*fig.* 2 et 2′) s'insèrent sur le bord de cette surface. Si le pétiole loge encore une partie de l'aréole, le segment foliaire et la tige ne se creusent pas en avant de l'insertion (*fig.* 2′).



Pereskiopsis Diguetii. — Les divers aspects des feuilles jusqu'au voisinage du point végétatif au repos. 1, feuille parfaite, aréole et aiguillon; 2, feuille jeune du bord du plateau terminant la tige; 3, feuille plus jeune, limbe en écaille, visible extérieurement; 4, très jeune feuille dégagée de la masse de poils terminant la tige; 5, ébauche foliaire commençant à se différencier; 6, primordium; 1′ à 3′, les aréoles des feuilles 1 à 3, poils arrachés; le socle de liège est marqué d'un pointillé; 4′, la jeune feuille 4, limbe tombé; 7, socle de liège d'une feuille parfaite, l'aiguillon, logé en *a*′, étant retiré; *ar*, aréole; *a*, aiguillon; *l*, limbe; *i. f.*, insertion foliaire; *p. v.*, point végétatif; *b*, bourrelet basal.

Un caractère histologique fondamental de ces deux aréoles est la présence d'un *socle de liège* épais qui peut être détaché d'une pièce (*fig.* 7) des tissus chlorophylliens sous-jacents. Ce socle comporte le liège cicatriciel de l'insertion foliaire, *i. f*, la base de l'aiguillon *a*, deux ailes *c* où des crêtes subéreuses portent des bouquets de poils; un liège mince *g*, où se développent des glochides, termine l'aréole du côté axial, ménageant une surface libre où se trouve, caché sous les poils portés par le liège, le point végétatif axillaire *p. v*.

Les plus jeunes feuilles sont vers l'axe de la tige au milieu des poils qui réunissent toutes les jeunes aréoles. La surrection de la feuille marque le premier temps de la croissance. Un *primordium* normal encore surbaissé (*fig.* 6) est précédé sur l'hélice foliaire par une *ébauche* pyramidale (*fig.* 5) dont la base porte *latéralement* deux appendices, *s*. La *feuille* suivante

(*fig.* 4 et 4′) a un limbe plus important qui se détache aisément d'une base surélevée et portant *latéralement* deux masses où la subérification commence et qui s'ornent de bouquets de poils. Une feuille (*fig.* 3 et 3′) en forme d'écaille, insérée sur le plateau supérieur de la tige, montre en avant de l'insertion et s'étalant sur le plateau une *lame de liège* développée latéralement et en direction axiale, épaissie en son milieu et portant des crêtes où s'insèrent des lignes de poils.

On est autorisé à conclure de l'étude de cette série que *deux lames de type stipulaire s*, nées sur la très jeune feuille, se développent en se rejoignant en avant de la feuille et en se fusionnant aux tissus de la tige. Le tissu méristématique qui va donner aiguillons, poils, glochides et la lame de liège sous-jacente, est une partie de la jeune feuille formée par le point végétatif *axial*. Le point végétatif *axillaire* dont la place est ménagée dans le socle de liège, est secondairement juxtaposé à cette aréole. Il n'est pas l'origine de celle-ci. Son activité ne produit ni des aiguillons ni des glochides, qui sont seulement des *parties de la feuille* dont il est axillaire.

Ces interprétations sont généralisables d'une part à toutes les aréoles des Cactées étudiées, d'autre part à la presque totalité des aiguillons qu'elles produisent.

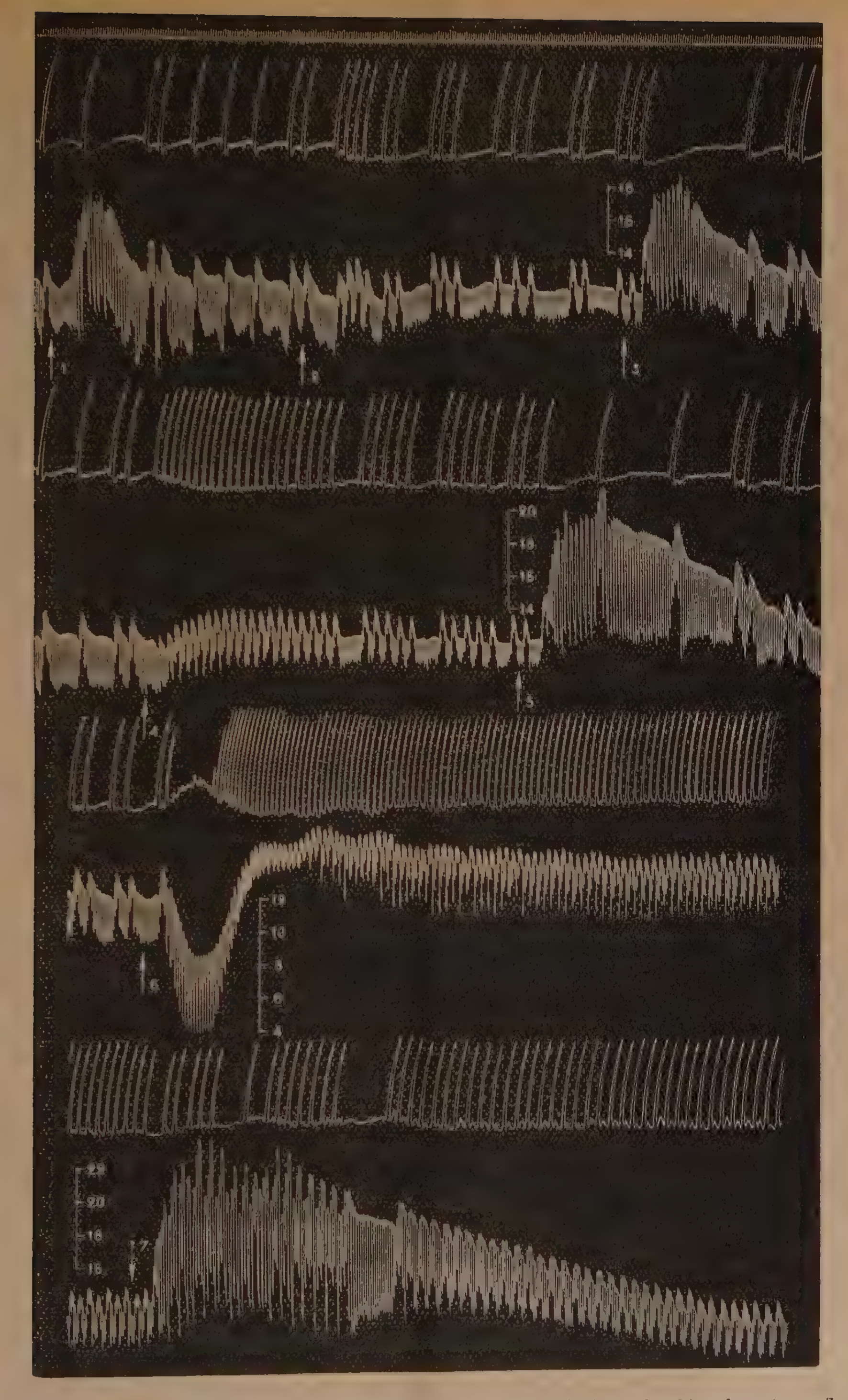
BOTANIQUE APPLIQUÉE. — *Sur quelques propriétés physiologiques des alcaloïdes totaux de l'écorce d'Angusture.* Note de M. **Raymond-Hamet**, présentée par M. Auguste Chevalier.

Utilisée en raison de son amertume pour la préparation d'apéritifs, l'écorce d'Angusture est généralement considérée comme dépourvue d'activités physiologiques marquées. Cependant, nous avons pu constater que le principal alcaloïde de cette drogue, la cusparine, possède à la fois une action sympathicosthénique et un pouvoir excito-respiratoire. Supposant que cette contradiction ne doit tenir qu'à l'absence d'une étude pharmacologique appropriée de l'écorce d'Angusture, nous avons voulu connaître les effets que produit chez l'animal non plus la cusparine seule, mais l'ensemble des alcaloïdes qui constituent les véritables principes actifs de la drogue.

Extraits d'écorces dont l'étude histologique nous avait montré qu'elles présentent les caractères attribués par Gamper [1] à celles qui proviennent réellement du *Galipea officinalis* Hancock, en particulier les raphides d'oxalate de calcium; ces alcaloïdes, préparés à l'état de chlorhydrates,

---

(1) *Beiträge zur Kenntnis der Angosturarinden; Inaug. Dissert. Dr. phil.*, Zurich, 1900.



Expérience du 25 octobre 1952. — Chien de 9,900 kg, anesthésié par le chloralose (12 cg/kg).

1re ligne : temps en secondes; 2e, 4e, 6e et 8e lignes : mouvements respiratoires enregistrés au moyen de l'explorateur de la pulsation cardiaque de Marey; 3e, 5e, 7e et 9e lignes : variations de la pression carotidienne enregistrées par le manomètre à mercure. On a injecté dans la saphène, en 1, 3, 5 et 7, 0,02 mg de bitartrate d'adrénaline de Höchst en solution dans 2 cm³ de soluté physiologique de chlorure de sodium; en 2, 10 cm³; en 4, 20 cm³; en 6, 50 cm³ de solution contenant 198 mg de chorhydrates des alcaloïdes totaux de l'écorce d'Angusture dans 100 cm³ de soluté physiologique de chlorure de sodium. Tracés réduits de 55 %.

se présentent sous la forme d'un produit d'un beau jaune vif qui communique au Réactif de Fröhde une coloration violette passant au bleu violet.

Nos expériences nous ont prouvé que ces alcaloïdes totaux possèdent les deux propriétés physiologiques principales de la cusparine : l'action sympathicosthénique et le pouvoir excito-respiratoire.

C'est ainsi que, dans l'expérience dont les tracés sont reproduits ici, l'injection de 0,02 mg d'adrénaline qui avait élevé initialement la pression carotidienne de 132 à 192, soit de 60 mm de Hg, la fit monter de 136 à 215, c'est-à-dire de 79 mm de Hg après que l'animal eut été soumis à l'action de 6 mg de chlorhydrates des alcaloïdes totaux de l'écorce d'Angusture par kilogramme, de 148 à 238, soit de 90 mm de Hg, quand il eut reçu au total 16 mg de ces chlorhydrates par kilogramme.

D'autre part, l'augmentation maximale de la fréquence respiratoire fut de 50 % à la suite de l'injection de 2 mg de ces chlorhydrates par kilogramme. de près de 200 % après celle de 4 mg/kg, enfin de près de 300 % après celle de 10 mg/kg. Les tracés reproduits dans notre Note montrent que l'augmentation de fréquence fut très durable après la seconde et surtout après la troisième de ces injections.

BIOCHIMIE VÉGÉTALE. — *Pigments des chloroplastes et photosynthèse.* Note de M. **Eugène Roux** et Mlle **Christiane Husson**, présentée par M. Albert Demolon.

Dans une précédente Note [1] nous avons montré que l'acide glutamique était un des corps à partir desquels le noyau tétrapyrollique de la molécule de chlorophylle pouvait se former *in vivo* et nous apportions, en même temps, la preuve qu'à la lumière il y avait constamment synthèse et destruction concommitante de la chlorophylle.

L'expérience suivante nous a fourni une nouvelle confirmation de ce fait : six lots identiques de plants adultes de *Physalis* furent exposés, pendant 30 s, à la lumière solaire dans une atmosphère contenant 3/10 000 de $^{14}CO_2$, puis furent laissés, pendant des temps variables, à la lumière dans l'air normal.

Les feuilles (5 g) furent broyées à 4° dans l'acétone à 85 %, les pigments isolés selon la technique de Willstäter et Stoll et l'activité mesurée au compteur de Geiger.

Le tableau ci-dessous donne les variations en fonction du temps de l'activité présente dans les différents pigments en pour-cent de l'activité totale absorbée par la plante.

(1) *Comptes rendus*, **234**, 1952, p. 1573.

Temps écoulé depuis la fin de l'exposition.	15 s.	30 s.	3 m 30 s.	10 m.	20 m.
Chlorophylle *a*	0	0,1	0,2	0,45	0,6
Chlorophylle *b*	0	0	0,01	0,05	0,1
Carotène	0	0,05	0,9	3,2	5

Ces résultats confirment que la fixation primaire du CO_2 ne se fait pas sur les molécules des pigments, mais montrent aussi, et c'est là le fait nouveau, que très rapidement sous l'action de la lumière, les produits du métabolisme provenant de cette fixation primaire interviennent dans l'édification des molécules de chlorophylle et de carotène. Ce dernier, en particulier, manifeste une vitesse de renouvellement (« Turn over number ») exceptionnellement élevée.

Ainsi, il apparaît bien que l'absorption du CO_2 par les plantes vertes à la lumière est liée à l'incessante destruction et synthèse photochimique des pigments des chloroplastes; leur participation au métabolisme général de la plante sera précisée ultérieurement.

ENTOMOLOGIE. — *Apparition récente d'une sous-espèce nouvelle de Coléoptère dans la faune de Madère.* Note de M. **René Jeannel**, présentée par M. Louis Fage.

Les Coléoptères de Madère sont bien connus depuis les explorations de T. V. Wollaston entre 1847 et 1865. L'île est peuplée par une douzaine d'espèces de petits Carabiques du genre *Trechus* Clairv., toutes endémiques et très caractéristiques, que les nombreux entomologistes visitant l'archipel ont toujours régulièrement retrouvées. Or M. G. Pécoud, explorant Madère, après bien d'autres, pendant le printemps de 1952, a lui aussi repris les espèces décrites par Wollaston, mais il a de plus recueilli une espèce bien connue dans la faune continentale, le *T. obtusus* Er. qui n'avait jamais été signalé de Madère et semble bien avoir été introduit dans l'île à une époque récente.

Ce *Trechus obtusus*, humicole et généralement aptère, est très largement répandu dans toute l'Europe occidentale et l'Afrique du Nord, depuis l'Islande jusque dans le Sud du Maroc. C'est un petit carnassier, très euryapte, s'accommodant des conditions climatiques les plus diverses, et dont la facilité d'indigénation est soulignée par le fait qu'il a été accidentellement introduit en Amérique du Nord, à Battle, dans l'État de Washington, où M. Melville Hatch, entomologiste bien connu, le prend en abondance dans son jardin depuis 1932.

A Madère, il serait inconcevable que la présence du *T. obtusus*, si différent des espèces endémiques, ait pu échapper aux très nombreux entomologistes qui en ont minutieusement recueilli la faune. Il faut croire que l'introduction

de cette espèce est récente. Et M. Pécoud l'a trouvée dans les localités classiques et fréquemment explorées des forêts de Bruyères de Cruzinhas, à 1700 m d'altitude, dans le centre de l'île.

Cette indigénation récente à Madère d'une espèce continentale, accidentellement introduite, n'a en réalité qu'un intérêt relatif, car bien d'autres espèces de Carabiques doivent être dans le même cas. Des espèces banales de la faune continentale, comme *Harpalus distinguendus* Dufts., *Amara ænea* De G., *Anchus ruficornis* Goeze, pullulent dans toute l'île et y ont certainement été introduites après l'isolement de l'archipel. Mais le cas du *T. obtusus* est particulièrement intéressant car, d'une part, on peut approximativement dater son introduction qui ne doit pas remonter à plus d'une cinquantaine d'années, et surtout, d'autre part, parce que la population insulaire de ce *Trechus* a produit une mutation forte qui a donné naissance à une sous-espèce très tranchée, tendant à se répandre dans toute l'île.

Cette sous-espèce, *pecoudianus* nov., est de grande taille (4 à 4,5 mm), de forme très large et de coloration noire. Son pronotum est bien plus transverse que chez la forme typique et ses élytres sont bien plus amples. A première vue, son aspect général et sa coloration feraient croire à une espèce nouvelle, bien différente de l'*obtusus*, toujours de forme étroite et plus ou moins dépigmenté sur les élytres. Mais on retrouve chez la sous-espèce nouvelle les caractères particuliers de l'*obtusus* : effacement des angles postérieurs du prothorax, finesse des stries des élytres, position des soies; et d'autre part son organe copulateur mâle, identique à celui des *obtusus* continentaux et de Madère, apporte comme une véritable signature de l'espèce.

Bien entendu ce *T. pecoudianus* n'avait jamais été rencontré à Madère avant les investigations de M. Pécoud. Je suis, d'autre part, en mesure d'affirmer qu'il n'existe pas sur le continent; il n'a rien de commun avec les nombreuses variétés locales du *T. obtusus* dont j'ai sous les yeux des séries provenant d'une multitude de localités européennes ou africaines. Nul doute qu'il soit le produit d'une mutation apparue dans la population des *obtusus* récemment introduits à Madère.

M. Pécoud l'a découvert dans la forêt de Bruyères de Cruzinhas, où il se trouve mêlé à des *obtusus* parfaitement typiques et à plusieurs autres *Trechus*, ceux-ci endémiques. Il l'a de plus trouvé en abondance (50 exemplaires) à Santo da Serra (600 m d'altitude), dans un bois d'Eucalyptus dont la plantation ne remonte sans doute pas à plus d'une vingtaine d'années.

Dans ce bois, le *T. pecoudianus* pullule sous les amas de feuilles mortes très humides, accumulées sur le sol, et est le seul *Trechus* occupant ce biotope. On a bien l'impression que, nouveau venu et particulièrement

vigoureux, ce *Trechus* a trouvé dans ce bois d'Eucalyptus une place vide dont il s'est emparé.

Enfin, il n'est pas inutile de rappeler ici que tous les *Trechus* endémiques de Madère se rattachent à la lignée du *T. tingitanus* Putz., d'origine bético-rifaine, et que leur diversification date de l'époque géologique où l'archipel de Madère s'est séparé de la péninsule ibérique. Le *T. obtusus* représente une autre lignée, bien différente de celle du *tingitanus*, et ce qui précède tend à établir que ce *T. obtusus*, introduit par voie passive à l'époque actuelle, donne naissance à un endémique nouveau, appelé peut-être à concurrencer les endémiques anciens.

Et il y a là un fait qui jette un jour nouveau sur la complexité de la faune des îles Atlantides. Dans l'archipel des Canaries, des *Trechus* endémiques de la lignée du *tingitanus* existent à Téneriffe. Mais d'autres *Trechus* endémiques, localisés dans toutes les îles, appartiennent à la lignée du *T. obtusus*. On peut se demander aujourd'hui si ceux-ci ont la même ancienneté que les autres.

ENTOMOLOGIE. — *Sur la détermination des régions grégarigènes du Criquet marocain* Dociostaurus maroccanus *Thünbg, en Corse.* Note de MM. **Roger Pasquier**, **Xavier Colonna-Césari** et **Jacques Bonfils**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

L'habitat permanent des solitariens (¹) de *D. maroccanus* Thünbg s'étend, en Corse, à presque toutes les régions situées entre 0 (plage du Taravo) et 1250 m d'altitude (col de Bavella), sous une tranche d'eau annuelle de 560 mm (Cap de Pertusato, altitude 90 m), à 1480 mm (Vizzavona, altitude 1160 m), dans leurs parties couvertes de prairies ou de pelouses dans lesquelles diverses espèces végétales banales ont des degrés élevés à la fois de fréquence et d'abondance-dominance. Ces plantes sont notamment les thérophytes : *Lagarus ovatus* L., *Festuca Myuros* L., *Medicago hispida* Gærtn., *Anthemis arvensis* L., *Silene gallica* L., *Erodium cicutarium* (L.) L'Hér.; les hémicryptophytes : *Poa bulbosa* L., *Plantago Coronopus* L., *Trifolium subterraneum* L., *Carlina corymbosa* L.; le géophyte : *Cynodon Dactylon* (L.) Pers. Ces prairies ou pelouses sont le plus ordinairement sur arènes granitiques; il en est exceptionnellement sur calcaire (Pertusato). La formation climacique, forêt ou maquis, a été détruite, souvent depuis longtemps et remplacée par des formations herbacées basses ou rases maintenues en leur état par l'action efficace et généralement très intense de l'Homme et de ses troupeaux (Ovins, Caprins,

(¹) R. Pasquier, *Bull. Soc. Hist. Nat. Afr. du Nord*, nº 6, 1934, p. 167-200.

Bovins), action à laquelle, en certaines situations élevées, se conjugue celle d'un climat relativement rigoureux.

Les stations corses de *D. maroccanus* appartiennent, en majeure partie, à la catégorie de celles dites par dégradation (²) (l'abandon de culture ne semble, en effet, devoir être mis en cause ici que très rarement, tout au moins actuellement; l'incendie moins encore). D'autre part, ces stations peuvent être distinguées, dans un cadre esquissé par ailleurs (²), d'après leur rôle éventuel dans les processus tendant, soit seulement à amorcer, soit à réaliser, puis à parachever la grégarisation.

A. Stations non grégarigènes (³). — *Type* 1. — Stations à solitariens en densité suffisamment faible pour que leurs interactions soient nulles ou sans conséquence sensible. Exemple : cols de la Vaccia (1188 m), de la Croix (272 m), etc.

Type 2. — Stations à solitariens en densité telle que les actions interindividuelles ne sont plus négligeables, si bien que peuvent parfois se produire des variations dans la coloration (apparition de congrégicolores), mais sans que le comportement semble être affecté. Exemple, Calacuccia (840 m), Lagani (Nord de Ponte Leccia, 480 m); Barchetta (70 m), île de Lavezzi (10 m), Pineto de la Canonica (3 m), etc.

B. Stations grégarigènes. — *Type* 3 (foyers infragrégarigènes). — Les interactions au sein d'agglomérations relativement denses y déterminent des modifications dans la couleur, la taille, la forme et le comportement (apparition de congrégiens); ces dernières se traduisent par l'accomplissement de déplacements, peu importants mais coordonnés, des larves des derniers stades; leurs adultes n'essaiment cependant pas, car la dégrégarisation intervient plus ou moins tôt avant la mue imaginale.

Type 4 (foyers subgrégarigènes). — La grégarisation y aboutit à la formation d'essaims primaires congrégiens ou grégariens qui subissent, peu après leur entrée en mouvement, une dégrégation amorçant et réalisant leur dégrégarisation.

Type 5 (foyers grégarigènes efficaces). — Sur eux ou à leur proximité, une multiplication des congrégiens et des néogrégariens est possible, qui leur permet d'affirmer leur grégarité et leur cohésion et surtout d'accroître la masse de leurs essaims primaires.

Au cours de la campagne 1950-1951, des foyers ont fonctionné selon le type 3 près de Bonifacio (Pertusato) et de Porto-Vecchio (Santa Giulia, 15 m). Cette même campagne a vu débuter une activité grégarigène du type 4 (?5) tant sur la rive droite de la basse vallée du Rizzanèse (altitude moyenne 120 m), que dans les Agriates (altitude moyenne 150 m),

---

(²) R. Pasquier, *Annales Inst. Agr. Algérie*, 5, fasc. 8, 1950, p. 1-13.

(³) R. Pasquier, *Annales Inst. Agr. Algérie*, 6, fasc. 6, 1952, p. 1-16.

activité qui s'est poursuivie en 1951-1952 pour aboutir à un essaimage à partir de plusieurs foyers, essaimage souvent total, les départs ayant laissé à peu près place nette. Les congrégiens avancés, presque grégariens typiques, formés sur ces stations, n'ont toutefois été observés en essaim dense qu'en une seule circonstance (Mont Iffana, altitude 475 m, 6 juin 1952) alors que la présence de népiogones indiquait que la mue imaginale venait de s'achever. Cet essaim, qui n'a plus été rencontré, s'est vraisemblablement désagrégé. D'ailleurs, des isolés, en nombre souvent important, transportés par les vents dominant dans chacune des deux régions, ont été retrouvés avec les populations solitariennes autochtones (stations type 1 ou 2) dans la totalité des bassins versants, d'une part du Rizzanèse, d'autre part de l'Ostriconi; les limites de ce dernier ont même été largement franchies : la piste des néogrégariens fut suivie jusqu'à 5 km au nord de Francardo (vallée moyenne du Golo), à plus de 30 km des lieux d'origine des Agriates.

Dans les deux régions grégarigènes jusqu'ici déterminées, la lutte rationnelle limitera bientôt la surveillance à celle des terres d'une vingtaine de bergeries n'intéressant, en tout, pas plus de 150 ha. Reste à préciser le rôle de régions telles que : côte de l'Argentelle (Nord de Galeria); bassin de la Lava (Appietto); bassins du Canale et de l'Avena (Sud de Grossa); bassins du San Giovanni (Poggiale) et du Stabiacco (Porto-Vecchio). Le réseau des vallées intérieures (Golo, Tavignano), les hauts pays tel le Niolo, les plaines de la côte orientale, etc., semblent, dès maintenant, hors de cause.

PHYSICOCHIMIE BIOLOGIQUE. — *L'influence du blocage du système réticulo-endothélial sur la fiche réticulo-endothéliale.* Note (*) de Mme **Inès Wesley** et M. **Georges Sandor**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

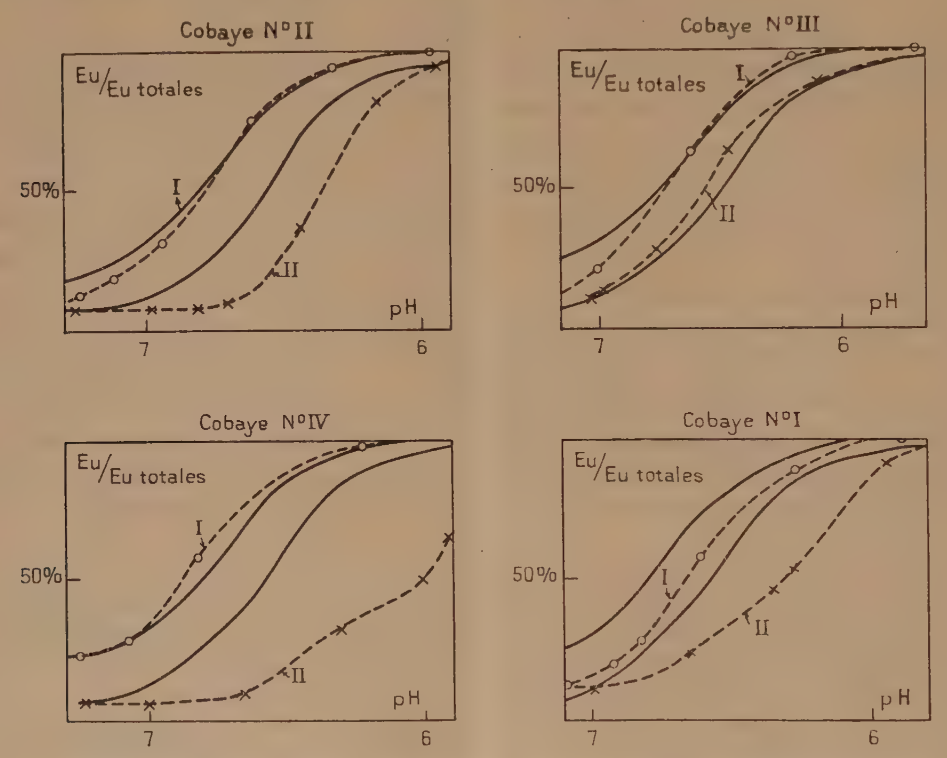
Le blocage du système réticulo-endothélial par le bleu de trypan déplace vers la région acide les courbes représentatives des variations de la solubilité des protéides sériques en fonction du pH.

Nous avons montré antérieurement que le diagramme de précipitabilité des protéides sériques en fonction du pH, remarquablement constant chez l'individu normal, se modifie avec l'état du mésenchyme producteur du plasma. Nous avons tiré d'observations purement cliniques la conclusion que lorsque le diagramme se déplace par rapport à la normale vers la région acide, il y a blocage ou aplasie du mésenchyme actif ([1]). Présentement, nous apportons la démonstration expérimentale qu'il en est bien ainsi.

(*) Séance du 27 octobre 1952.

([1]) Sandor et Weill-Fage, *Ann. Inst. Pasteur*, 79, 1950, p. 130; *La Presse Médicale*, 59, 1951, p. 53.

Nous utilisons des cobayes mâles adultes. La technique de blocage est celle décrite par Gabrieli et Campani (²). On injecte par la voie péritonéale, répartie en deux doses, 1 ml d'une solution à 1 % de bleu de trypan dans l'eau physiologique stérile. Les injections sont répétées le lendemain; 24 à 48 h après la dernière injection on prélève par ponction cardiaque 2,5 à 3 ml de sang. Pour tracer les fiches réticulo-endothéliales, nous utilisons une modification (³) des techniques néphélométriques décrites par Adner (⁴) et Vargues (⁵).



Influence du blocage du système réticulo-endothélial sur la fiche réticulo-endothéliale.

I : avant l'injection du bleu de trypan. — II : 24 à 48 heures après la dernière injection.
En *traits pleins* sont figurées les limites des variations chez le Cobaye normal.

Quelques-uns des résultats obtenus sont consignés dans les figures ci-dessus. Nous voyons que le blocage du système réticulo-endothélial déplace la fiche réticulo-endothéliale vers la région acide. Remarquons que nous avons choisi, pour les représentations, deux des cobayes pour

(²) *Experientia*, 8, 1952, p. 19.

(³) Sandor avec la collaboration de Le Bot, *Société française de Microbiologie*, séance d'octobre 1952 (sous presse dans les *Annales de l'Institut Pasteur*).

(⁴) *Acta Societatis Medicarum Upsaliensis*, 56, 1952, p. 241.

(⁵) *Algérie Médicale*, 1952, p. 99.

lesquels le déplacement est le plus marqué et deux autres pour lesquels il est le moins marqué. Ainsi sont prouvées la constance et l'évidence des résultats.

Nous avons déjà rapporté que chez le Lapin, lors de la maladie sérique expérimentale, par contre, la fiche se déplace fortement vers la région alcaline [6]. Or, la maladie sérique expérimentale du Lapin est caractérisée sur le plan anatomo-pathologique, entre autres, par des granulations disséminées composées de macrophages [7]; donc le système réticulo-endothélial est activé. Ces résultats, ajoutés à ceux présentement rapportés, prouvent en définitive que le test décrit par nous est bien une fiche réticulo-endothéliale et confirment intégralement les conclusions déjà étayées sur des observations cliniques.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Activité biologique sur des rats adultes du dérivé à action antivitaminique* A *obtenu par oxydation de l'axérophtol au moyen de* V_2O_4; *et effet de l'acide ascorbique* [1]. Note de MM. **Paul Meunier, Georges Zwingelstein** et **Jacques Jouanneteau**, présentée par M. Maurice Javillier.

Le composé obtenu dans l'oxydation de l'axérophtol par V_2O_4 accélère l'évolution de l'avitaminose A chez des rats adultes et provoque parallèlement une carence en vitamine C.

Au cours de recherches chimiques et biologiques sur le dérivé à action antivitaminique A obtenu par oxydation de l'axérophtol au moyen de l'oxyde de vanadium (V_2O_4) [2], nous avons montré que le corps actif Z_1 absorbait dans l'ultraviolet à 340 mμ dans le chloroforme et à 545 mμ dans la solution chloroformique de $SbCl_3$. Ce corps peut être séparé du mélange réactionnel par extraction à l'eau acétique [3]. Nous avons entrepris une étude biologique plus approfondie de ce corps ainsi purifié. Les rats blancs mâles utilisés reçoivent une quantité déterminée de vitamine A (1,5 γ par jour pour le groupe I et 3 γ pour le groupe II). Après une période de 60 jours, leur poids moyen se situe aux environs de 170 g. A ce stade, on cesse l'adjonction de vitamine A au régime et l'on donne quotidiennement 7 γ de corps Z_1 à la moitié des rats de chaque groupe, l'autre moitié

([6]) Sandor, *Comptes rendus*, 234, 1952, p. 1326.

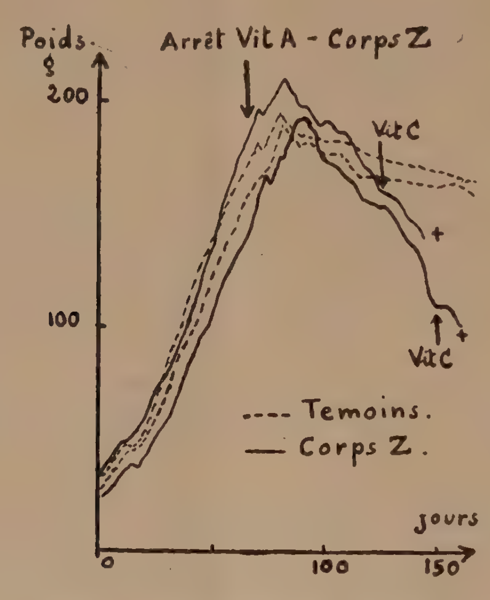
([7]) Rich et Gregory, *Bull. Johns Hopkins Hospital*, 89, 1943, p. 23.

([1]) *Voir* P. Meunier, *Fortschritte der Chemie organischer Naturstoffe*, 9, 1952, p. 88-113 (sous presse).

([2]) P. Meunier, J. Jouanneteau et R. Ferrando, *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 140.

([3]) P. Meunier, G. Zwingelstein, J. Jouanneteau et R. Mallein, *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 1323.

constituant les témoins. Les courbes de croissance présentées par différents animaux du groupe II sont représentées sur la figure. Les rats ayant reçu 90 γ de vitamine A au total (groupe I) présentent des signes caractéristiques de carence 25 jours après l'administration de corps Z_1; ceux qui ont reçu 180 γ (groupe II) présentent ces mêmes signes 45 jours après leur mise en expérience. Les rats témoins des deux groupes ne présentent pratiquement pas de signes de carence jusqu'à la fin de l'expérience qui a duré 155 jours.



Courbes de croissance des rats du groupe II.

L'étude des courbes de croissance montre que le corps Z_1 semble avoir, au début, une influence favorable sur la croissance. En effet, les rats traités ont, au cours de la première période, une augmentation de poids supérieure à celle des rats témoins. Mais l'activité antivitaminique de Z_1 se révèle rapidement. La perte de poids devient sensible, puis rapidement importante. Ceci semble montrer que le corps Z_1 déplace lentement la vitamine A du foie permettant ainsi un début de croissance, puis s'accumule et perturbe les processus biologiques où intervient l'axérophtol.

Au cours de l'évolution de la carence, nous avons observé chez les rats traités au corps Z_1 des signes très nets de scorbut. Le 110e jour de l'expérience, un des rats du groupe I présentait des hémorragies très importantes au niveau des gencives ainsi que des pétéchies et des hémorragies périarticulaires [1]. L'adjonction au régime de 1 mg d'acide ascorbique pendant 8 jours fait rapidement disparaître ces signes cliniques. Les autres rats du même groupe et du groupe II présentent ces signes de scorbut plus

ou moins accentués les jours suivants. Dans tous les cas, la vitamine C combat efficacement les symptômes et même provoque une légère amélioration du poids, de courte durée, il est vrai.

L'analyse spectrale des extraits obtenus par saponification et extraction à l'éther sans peroxyde des foies des rats traités met en évidence la présence d'un corps absorbant dans l'ultraviolet à 325 mμ dans le chloroforme et à 545 mμ dans le réactif au $SbCl_3$, absorption s'affaiblissant en fonction du temps. Le foie des rats témoins ne présente aucune trace de vitamine A.

Ces résultats suggèrent que le corps Z_1 se fixe dans le foie des rats adultes en provoquant une avitaminose A caractéristique et intensifie les signes de carence en vitamine C qui accompagnent vraisemblablement la carence en axérophtol [4].

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Étude de l'inhibition de* Saccharomyces cerevisiæ *par l'actidione*. Note de M. **Émile Peynaud**, présentée par M. Maurice Javillier.

L'actidione est un antibiotique produit, avec la streptomycine, par *certaines souches* de *Streptomyces griseus*. C'est un antifongique très actif sur de nombreux ascomycètes, mais toléré à forte concentration par les bactéries. Whiffen et ses collaborateurs [1] ont observé que le milieu de culture de *S. griseus* inhibe le développement de certains champignons pathogènes, alors que la streptomycine pure est inactive. La croissance de *Cryptococcus neoformans* est complètement arrêtée par une dilution au centième d'un liquide de culture de *S. griseus* contenant 130 mg de streptomycine par litre, alors que le même organisme n'est pas gêné par 285 mg/l de streptomycine très pure. Ce liquide de culture contient donc encore une substance antifongique; elle s'extrait facilement par le chloroforme ou l'éther, qui ne dissolvent pas la streptomycine. L'actidione a été ainsi isolée sous forme cristallisée [2]. Elle est soluble dans l'eau (2 %) et dans l'alcool et elle est relativement thermostable. La solution aqueuse conserve son efficacité plusieurs semaines à pH 3-5, zone d'acidité correspondant à la stabilité maximum du produit.

Sa formule chimique est connue grâce aux travaux de Ford et Leach [3], puis de Kornfeld, Jones et Parke [4]. La formule brute est $C_{15}H_{23}NO_4$; elle

---

(4) J. Mayer et W. A. Krehl, *Arch. of Biochem.*, 16, 1948, p. 313-314.

(1) A. J. Whiffen, N. Bohonos et R. L. Emerson, *J. Bacteriology*, 52, 1946, p. 610.
(2) B. E. Leach, J. H. Ford et A. J. Whiffen, *J. Amer. Chem. Soc.*, 69, 1947, p. 474.
(3) *J. Amer. Chem. Soc.*, 70, 1948, p. 1223.
(4) *J. Amer. Chem. Soc.*, 71, 1949, p. 150.

est constituée par deux noyaux saturés, l'un du type cyclohexanol, l'autre dérivé de la pyridine et porteur d'une fonction imide; ces deux noyaux sont reliés par une fonction alcool secondaire.

Whiffen [5] a montré que, contrairement à la streptomycine, cet antibiotique a une très grande activité contre certaines levures, mais peu ou pas contre les bactéries. Différents *Saccharomyces* sont inhibés par des doses aussi faibles que 0,17 mg/l; par contre, *Kloeckera apiculata* et les bactéries supportent jusqu'à 1 g/l.

La toxicité de l'actidione a été trouvée très variable suivant l'animal expérimenté. La dose léthale est de 160 mg environ par kilogramme quand on opère par voie intraveineuse ou sous-cutanée pour la Souris, 60 mg pour le Cobaye et 3 mg pour le Rat. Par ailleurs, l'actidione a été utilisée à fortes doses chez l'Homme avec succès, dans certains cas de méningite, et contre certains champignons pathogènes; elle est bien tolérée par voie intraveineuse. Administrée par voie buccale, elle ne présente aucune toxicité apparente. Le produit n'a aucun goût aux doses d'emploi.

Nos essais ont été conduits avec différents moûts de raisin et de nombreuses espèces et races de levures isolées de vins ou de fruits. Les levures du type *Saccharomyces ellipsoïdeus* sont les plus sensibles à l'actidione. Un demi-milligramme par litre de moût retarde de deux jours le départ de la fermentation, et 1 mg de 4 à 5 jours; 5 mg n'empêchent pas complètement la fermentation, qui se déclare avec une dizaine de jours de retard, mais 7,5 mg ont interdit la fermentation dans tous les cas essayés. Les autres levures résistent mieux à l'antibiotique. Il faut 10 mg/l pour bloquer *Torulaspora rosei* et les *Hansenulas*. Par contre, la croissance de *Kloekera apiculata* n'est aucunement influencée par 50 mg/l. On remarque que l'actidione est beaucoup plus efficace sur les *Torulas* et les *Hansenulas* se développant à l'abri de l'air que sur les cultures aérobies, alors que pour les levures elliptiques l'action inhibitrice est pratiquement la même dans les deux conditions. En somme, l'actidione agit essentiellement sur la fermentation alcoolique; elle agit peu sur le processus respiratoire, pas du tout sur la fermentation lactique. Dans les milieux naturels sucrés et pour le genre ascomycète, elle se conduit comme un inhibiteur spécifique de la fermentation alcoolique.

L'actidione pourrait être un bon conservateur des vins sucrés. Les accidents de refermentation sont toujours provoqués par des levures elliptiques, le degré alcoolique des vins ne permettant pas le développement d'autres espèces de levures. D'autre part, les vins sont beaucoup moins fermentescibles que les moûts et des quantités très faibles d'actidione de l'ordre du dixième ou, au plus, de quelques dixièmes de milli-

---

(5) *J. Bacteriology*, 56, 1948, p. 283.

gramme par litre, se montrent suffisantes pour interdire les refermentations. L'expérience suivante est intéressante à ce sujet. Un vin blanc, pesant 10° et ayant 25 g de sucres réducteurs, désulfité, est placé à l'étuve à 25° en bouteille incomplètement pleine, afin de réaliser des conditions favorables au développement des levures. Une bouteille semblable reçoit 0,1 mg/l d'actidione. On ensemence avec une levure de Sauternes en activité à raison de 500 levures par millimètre cube, quantité de levain faisant paraître le vin légèrement trouble. La fermentation s'est déclarée dans la bouteille témoin au sixième jour; après 15 jours, il ne restait plus que 5,2 g de sucre par litre. Par contre, le vin ayant reçu cette quantité minime d'actidione n'a pas donné trace de fermentation ni de développement des levures depuis plus de trois mois que l'expérience est en cours. L'essai a été refait plusieurs fois avec le même succès sur des volumes différents, avec des vins différents et diverses levures.

L'actidione, antibiotique de la fermentation alcoolique, mais non produit abiotique, aurait son utilité chaque fois qu'il y a lieu d'interdire la fermentation des sucres. Elle pourrait jouer le rôle d'adjuvant de l'anhydride sulfureux dans la conservation des vins sucrés. Elle est dans les vins plus active que la mycosubtiline que nous avons déjà étudiée [6]. L'acide sulfureux ne serait nécessaire alors que pour ses propriétés antioxygène et il serait possible d'en limiter les doses, pour diminuer sa nocivité et éviter son action désagréable sur le goût et sur l'odeur des vins.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Étude préliminaire d'un système enzymatique bactérien oxydant le glucose en acide gluconique.* Note de MM. **Jean-Paul Aubert**, **Gérard Milhaud** et **Raymond Gavard**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

Un extrait partiellement purifié de *Neisseria winogradskyi* renferme un enzyme oxydant le glucose en acide gluconique qui, par ses propriétés, diffère des deux types de glucose déshydrogénase déjà connus, et semble s'apparenter aux oxydases vraies.

Deux types d'enzymes oxydant le glucose en acide gluconique ont été décrits jusqn'à présent : le glucose déshydrogénase anaérobie de Harrison [1] dont le diphosphopyridine nucléotide (DPN) est le coenzyme, et le glucose déshydrogénase aérobie de Francke [2] ou notatine [3] dont le flavine adénine

(6) J. Ribéreau-Gayon et E. Peynaud, *C. R. Acad. Agriculture*, 39, 1952, p. 479.

(1) *Biochem. J.*, 27, 1933, p. 382.

(2) *Ann.*, 532, 1937, p. 1.

(3) C. E. Coulthard et coll., *J. Biol. Chem.*, 39, 1945, p. 24.

dinucléotide (FAD) serait le coenzyme. La présente Note concerne un enzyme extrait de *Neisseria winogradskyi* qui semble ne s'appparenter à aucun des deux types connus. Cette bactérie, isolée du sol par Lemoigne et coll. ([4]), qui est cultivée en milieu synthétique liquide contenant le 2.3-butanediol comme seul aliment carboné, bien qu'elle ne se développe pas dans ce milieu si l'on remplace le butanediol par le glucose, possède cependant un puissant système d'oydation de ce substrat ([5]).

L'enzyme est extrait par ultrasonation des bactéries, et l'extrait brut est fractionné au SO_4Am_2 à pH 6,7 entre 0,25 et 0,35 de saturation. La solution enzymatique ainsi obtenue, 70 ml environ à partir de 3 g de microbes, a servi de solution de base dans toutes les expériences (1 ml contient 0,8 mg d'azote, et fixe 150 μl de O_2 en 10 m dans les meilleures conditions). Les expériences sont généralement faites à l'appareil de Warburg, dans l'air, à 37°, dans un tampon phosphate 0,05 M à pH 6,0.

1. *Correspondance oxygène absorbé-glucose consommé.* — Chaque cupule contient : 0,3 ml d'extrait, 0,4 ml sol. glucose à 2,5 %, 0,5 ml tampon phosphate 0,2 M à pH 6,0, 0,7 ml d'eau. Les dosages de glucose et d'O_2 conduisent à l'équation globale :

$$C_6H_{12}O_6 + \frac{1}{2}O_2 \rightarrow C_6H_{12}O_7.$$

2. *Spécificité.* — Le *d*-glucose, le *d*-galactose et le *d*-mannose sont attaqués avec la même intensité, mais l'extrait est inactif sur le *d*-fructose, le *d*-arabinose, le *d*-xylose, le maltose, le saccharose et le glucose 6 phosphate, ainsi que sur les antipodes optiques *l*-glucose, *l*-galactose et *l*-mannose. Les trois premiers sucres sont transformés respectivement en acides gluconique, galactonique et mannonique qui ont été caractérisés par les propriétés de leurs sels de Ca et de leurs phénylhydrazides.

3. *Influence du* pH. — Le maximum d'activité en pointe se situe vers pH 6,0.

4. *Influence du phosphate.* — L'activité est inchangée quand la concentration en P varie de 1.10^{-4} M à 0,05 M.

5. *Influence de la pression partielle d'oxygène.* — L'activité est inchangée lorsque l'air est remplacé par l'oxygène pur.

6. *Inhibiteurs.* — A pH 6,0, ajoutés à la concentration 0,005 M, l'éthyluréthane, l'acide monoiodacétique, FNa, et l'arséniate de Na ne provoquent aucune inhibition; en revanche CNK, N_3Na déterminent une inhibition de 80 %, le SNa_2 de 40 %. Dans tous les cas la recherche de H_2O_2 par la réaction au sulfate de titane a été négative.

([4]) *Ann. Inst. Pasteur*, 82, 1952, p. 389.

([5]) M. Lemoigne et M. Croson, *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 1075.

7. *Recherches sur la nature de l'enzyme.* — En anaérobiose, le système ne peut fonctionner en présence de bleu de méthylène, d'autre part on n'observe pas la réduction du DPN ou du TPN. Il ne nous a pas été possible de résoudre le système actif en deux fractions inactives séparément et actives lorsqu'elles sont réunies. Mais par dialyse à 0° pendant 15 h contre une solution de ClH 0,05 N contenant 7,5 % de SO_4Am_2, on obtient une solution enzymatique qui n'est active sur glucose que si on lui ajoute du manganèse ou du magnésium. Chaque cupule contient : 0,8 ml sol. enzymatique (1,6 mg d'azote), 0,5 ml tampon phosphate 0,2 M, 0,4 ml. sol. glucose à 2,5 %, 0,2 ml de SO_4Mn. En 30 m la consommation d'O_2 est la suivante : moins de 6.10^{-6} M de Mn^{++} : 5 µl; $1,2.10^{-4}$ M : 11 µl; $1,2.10^{-3}$ M : 69 µl; $2,5.10^{-3}$ M; 85 µl; 5.10−3 M : 92 µl. Mg^{++} active également, à des concentrations moléculaires environ deux fois plus fortes, mais les cations bivalents Fe, Cu, Zn, Ni, Co, Ca ainsi que Fe^{+++} n'activent pas. Enfin la solution supporte sans aucune perte d'activité une dialyse d'une nuit contre un tampon citrate 0, 1M à pH 6,0 suivi d'une dialyse de 4 h contre eau bidistillée.

Conclusion. — Cet enzyme diffère à coup sûr de la glucose déshydrogénase de Harrison, et certaines de ses propriétés sont en opposition avec celles de la glucose déshydrogénase de Francke, en particulier : son insensibilité à la pression partielle d'oxygène, son inhibition par le cyanure et l'azoture, sa réactivation dans certaines conditions par Mn^{++} et Mg^{++}, la réaction négative de l'eau oxygénée dans les cas d'inhibition de la catalase, et sa non-spécificité pour le glucose. Par ces premiers résultats, la place de cet enzyme semble être parmi les oxydases vraies, nous ne pourrons toutefois conclure avec certitude que lorsque les travaux de purification actuellement en cours seront achevés.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Étude de l'hyaluronidase (facteur de diffusion sur l'Anguille).* Note de Mme **Andrée Drilhon**, présentée par M. Paul Portier.

La mise en évidence du complexe d'équilibre « Acide hyaluronique-Hyaluronidase » dans l'étude des phénomènes de perméabilité de la peau et du tissu conjonctif des mammifères, nous a incitée à chercher si ces mêmes substances intervenaient chez les Poissons et pouvaient dans une certaine mesure expliquer l'un des mécanismes de l'adaptation aux changements de salinité.

On sait, en effet, que l'acide hyaluronique forme une barrière à la pénétration des solutions salines, tandis que l'hyaluronidase favorise cette pénétration en hydrolisant l'acide hyaluronique en glucosamine; cet équilibre est, de plus, sous la dépendance hormonale.

Les expériences de Paul Bert ont montré qu'une anguille privée de son

mucus ne supporte plus le passage de l'eau douce à l'eau de mer : la privation de celui-ci sur les téguments de l'animal détruit une barrière efficace et nécessaire au maintien de sa concentration moléculaire.

Dans cette Note, nous avons voulu préciser les points suivants :

1° Action de l'hyaluronidase sur le mucus *in vitro*;

2° Action de l'hyaluronidase sur la pénétration des sels à travers la peau de l'Anguille;

3° Action directe de la hyalurodinase sur l'Anguille en eau douce et en eau de mer.

1° *Action de l'hyaluronidase sur le mucus* « in vitro ». — Il est assez aisé de recueillir une quantité appréciable de mucus. La technique de chromatographie de partage sur papier nous a permis d'identifier dans le mucus normal des traces d'acides aminés libres qui sont les suivants : acide aspartique, acide glutamique et valine.

En présence d'une très faible quantité d'hyaluronidase (quelques γ) à pH voisin de la neutralité et dans les conditions aseptiques à 37°, la partie protéique de la mucine subit une hydrolyse importante et libère les acides aminés suivants : acide aspartique, acide glutamique, glycocolle, alanine, tyrosine, valine, histidine et tryptophane, le plus important quantitativement étant la valine.

Parallèlement, nous avons suivi l'action de l'enzyme sur le mucus à la température du laboratoire, soit 20° : nous avons trouvé les mêmes acides aminés mais en quantité moins importante. Enfin une hydrolyse totale du mucus (en boule scellée) par l'HCl 6N nous a permis de déceler les mêmes acides aminés; on peut donc conclure qu'*in vitro* l'enzyme a une action très nette sur le mucus de l'Anguille.

2° *Action de l'hyaluronidase sur la peau d'anguille* « in vitro ». — Sur des manchons de verre sont tendus des fragments de peau d'Anguille fraîchement prélevée et soigneusement garnie de mucus. Cette peau constitue un septum séparant deux solutions salines : à l'intérieur du manchon, le Δ de la solution est égal à celui du sang de l'Anguille, soit — 0°,66 environ, tandis que le Δ de la solution extérieure est égal à celui de l'eau de mer, soit — (2°,02).

On ajoute dans le bain extérieur au manchon quelques milligrammes d'hyaluronidase et une trace de bleu de méthylène pour suivre la pénétration du milieu extérieur; les résultats sont les suivants : 5 h après le début de l'expérience, une grande partie des sels a déjà pénétré vers l'intérieur, alors que les témoins sont inchangés. 12 h après, l'équilibre est complètement atteint.

Il faut 30 h et même davantage pour obtenir un début d'osmose chez les témoins.

La diffusion des sels en présence de traces d'hyaluronidase est donc considérablement accrue.

3° *Action directe de l'hyaluronidase sur l'Anguille en eau douce et en eau de mer.* — Nous avons utilisé dans une première série d'expériences des anguilles jaunes de Brière, très jeunes, dont le rapport gonosomatique ne pouvait pas encore être évalué. Les animaux (sujets et témoins) étaient toujours choisis de poids aussi voisins que possible.

Nous avons suivi d'une part les variations de poids, d'autre part la teneur en eau musculaire des anguilles transportées en eau de mer par passage brusque. Outre le lot des témoins, les unes recevaient l'hyaluronidase en piqûre intramusculaire, les autres directement dans le bain. Nous n'avons pas obtenu des résultats nets par l'injection intramusculaire; par contre, les anguilles de faible poids meurent rapidement dans un bain contenant 50 mg d'enzyme par litre d'eau de mer. Les anguilles de poids plus élevés (80 à 100 g) permettent de suivre leur comportement. Les témoins accusent une courbe semblable à celle de Keys [1], toutefois des variations sensibles s'observent dans un même lot d'anguilles, selon que le poids initial est voisin de 30 ou de 100 g.

Les animaux recevant l'hyaluronidase accusent une chute de poids plus importante que les témoins, chute pouvant atteindre 17 %.

Les teneurs en eau des témoins en eau douce s'échelonnent entre 69 à 74 %. En eau de mer, au bout de trois jours, ces teneurs sont de 62 à 65 %. En présence de l'enzyme mucolytique, le taux d'imbibition musculaire n'est plus que de 55 % en moyenne; un cas exceptionnel est descendu à 48 %.

Il apparaît donc que sous l'influence d'un facteur de diffusion, par l'altération de son mucus, l'Anguille se déshydrate et perd en partie le contrôle de sa concentration moléculaire.

Conclusions. — Les résultats apportés dans cette Note concernent exclusivement les anguilles jeunes n'ayant aucune évolution génitale; il reste donc à préciser le comportement d'autres stades du cycle (mâles et anguilles d'avalaison).

L'étude des teneurs en acide hyaluronique de la peau d'anguille doit être établie aux divers stades évolutifs de l'animal. Ces recherches, en fonction des variations hormonales du cycle permettront de mettre mieux en évidence le rôle des facteurs de diffusion (ou enzymes mucolytiques) et d'expliquer peut-être, dans une certaine mesure, le maintien de la concentration moléculaire au cours des passages de l'animal de l'eau douce à l'eau de mer.

---

(1) *Proc. Roy. Soc.*, B **112**, 1933, p. 184-199.

ENZYMOLOGIE. — *Augmentation de la coagulabilité du sang sous l'action* in vivo *du lysozyme.* Note (*) de M. **Henri Violle**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

On sait que le lysozyme n'a d'action lytique que sur des microbes banaux non virulents.

Nous désirions, au point de vue immunologique, connaître ses actions et réactions chez l'animal.

Après quelques expériences d'orientation, nous avons noté que :

1° le lysozyme, injecté chez le Lapin, par voie veineuse, à raison de 0,5 mg/kg, accélère nettement le temps de coagulation;

2° l'action coagulante débute immédiatement et va en progressant pour atteindre son maximum en 2 h environ; puis l'effet s'atténue, pour disparaître en 4 h environ. Ainsi, en 6 h, s'est déroulé ce phénomène. Le temps de coagulation peut être trois à quatre fois plus court que normalement.

En augmentant progressivement, de 0,5 à 10 mg, la dose de lysozyme par kilogramme, l'effet coagulant n'est pas plus prononcé et la vitesse de coagulation ne s'est pas accrue proportionnellement, mais la durée d'action s'est allongée du fait du lent retour au chiffre initial.

Ce fait ne s'expliquerait-il pas par la rétention dans un organe, tel que le foie, à partir d'un certain taux, du lysozyme en excès ou par la facilité avec laquelle ce corps est résorbé et disséminé dans l'organisme ?

De fait, on ne trouve plus trace du lysozyme, injecté à dose très élevée (10 mg) dans le péritoine d'une souris, 1 h après l'inoculation (réaction négative sur le b. lysodeikticus).

On a ainsi une substance très maniable, dont on peut obtenir des effets de durée variable, s'étageant de quelques heures à plusieurs jours.

Le lysozyme agit indirectement sur le sang : *in vitro*, il n'augmente pas sa vitesse de coagulation; l'effet accélérateur ne se produit qu'*in vivo*.

Lorsqu'on inocule cette substance par voie sous-cutanée, on obtient, toutes choses égales d'ailleurs, les mêmes effets que lors d'injections intraveineuses. Il est donc préférable d'utiliser cette voie.

Lorsqu'on fait absorber le lysozyme *per os*, on obtient une courbe plus irrégulière mais, dans son ensemble, analogue aux précédentes; les effets sont plus aléatoires, car on admet que le lysozyme, à l'encontre de la trypsine, est précipité par la pepsine.

On sait qu'un microbe non pathogène est lysé par cet enzyme en deux phases : contact avec le lysozyme d'abord en milieu légèrement acide qui le sensibilise, puis neutralisé, qui le dissout.

(*) Séance du 3 novembre 1952.

Or, nous avons noté que l'effet coagulant est efficace avec le lysozyme à une seule de ces deux phases.

Mais quand l'action lytique a disparu, le pouvoir coagulant cesse. Les deux propriétés relèvent donc d'une même nature enzymatique.

Si cette action coagulante, vraiment prononcée, avait été décrite en même temps que ses propriétés lysantes, d'applications trop restreintes, il est probable qu'un autre vocable eût désigné ce corps.

Le lysozyme paraît dénué de tout pouvoir agressif, à la suite d'injections dermiques, sous-cutanées ou intra-veineuses chez le Lapin. Localement, on ne note aucun phénomène objectif (rougeur, œdème, etc.), ni subjectif (irritation, douleur, etc.).

Il ne provoque, aux doses fortes et superflues, en dehors de son action propre, aucun phénomène immédiat ou ultérieur; 10 mg/kg ont pu être injectés par voie veineuse à un lapin, en toute innocuité. La même quantité de 10 mg peut être injecté dans le péritoine de souris, sans déterminer chez ces petits animaux (30 g) de réactions.

Le lysozyme n'a, chez le Cobaye, et chez le Lapin, aucun effet anaphylactisant. Rappelons pour expliquer ce fait que cette protéine est d'un poids moléculaire relativement faible.

Il n'est pas de nature allergisante : un animal ayant reçu une injection de lysozyme peut, après quelques semaines ou quelques jours, recevoir impunément une nouvelle injection, quelle que soit la voie employée.

Il ne modifie pas la pression artérielle chez le Chien.

Ainsi, et très schématiquement, dans l'organisme, coexistent deux principes essentiels : l'un qui maintient fluide le sang dans toute l'étendue du système vasculaire clos, l'autre qui provoque la coagulation d'une lésion saignante hors de cet appareil. C'est ici l'héparine qui permet de vivre; là, la vitamine K de survivre. Par une action additive, le lysozyme, substance également normale de l'organisme, devient apte à renforcer le pouvoir coagulant de l'un ou à réfréner l'action fluidifiante de l'autre.

En résumé, le lysozyme, expérimentalement abrége le temps de coagulation du sang. Suivant la quantité injectée, l'effet est plus ou moins long, mais les écarts des temps de coagulation ne sont pas proportionnels à cette durée.

PHARMACODYNAMIE. — *Sur quelques dérivés ammonium quaternaires de la δ-amino-γ-valérolactone*. Note (*) de MM. **Robert Rothstein**, **Kurt Binovic** et Mlle **Jacqueline Delor**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Le chlorure de δ-triméthyl-amino γ-valérolactone possède sur l'organisme animal une action semblable à celle de l'acétylcholine.

(*) Séance du 3 novembre 1952.

Le chlorure de β-méthyl acétylcholine (I), comme le bromure, possède sur l'organisme animal une action semblable à celle de l'acétylcholine [1]. Nous nous sommes demandé si la cyclisation de ce produit conserverait à la nouvelle molécule (II) les mêmes propriétés pharmacodynamiques.

$$(CH_3)_3\overset{Cl}{N}-CH_2-\underset{\diagdown O \diagup}{CH(CH_3)\quad CH_3-C{=}O} \qquad \text{(I)}$$

$$(CH_3)_3\overset{Cl}{N}-CH_2-CH\overset{CH_2-CH_2}{\underset{O}{\quad}}C{=}O \qquad \text{(II)}$$

La synthèse du chlorure de δ-triméthylamino γ-valérolactone (II) a été réalisée en chauffant huit heures en tube scellé, un mélange de δ-chloro γ-valérolactone (1 mol) et de triméthylamine anhydre (1 mol 1/4). Le mélange réactionnel a été repris dans l'alcool absolu et le dérivé ammonium quaternaire précipité par l'éther anhydre. Après recristallisation, le produit se présente sous forme de cristaux blancs très hygroscopiques, F 199°. Le rendement est de 50 %. Toutefois, si l'on tient compte de la chlorovalérolactone récupérée, utilisable dans une nouvelle préparation, le rendement est presque quantitatif.

En faisant agir le chlorure de méthyle sur la δ-diméthylamino γ-valérolactone, suivant la technique que nous avons décrite à propos de la diéthylcholine [2], on obtient un produit qui fond également à 199°. Le point de fusion du mélange des produits obtenus par les deux méthodes, ne présentant aucune dépression, prouve leur identité de structure.

Par cette seconde méthode, en faisant agir les halogénures de méthyl CH_3X ($X = Cl$, Br ou I) sur différentes δ-dialcoylamino γ-valérolactones, nous avons obtenu un certain nombre de dérivés à fonction ammonium quaternaire, dont les constantes physiques figurent ci-dessous.

$$R_2(CH_3)\overset{X}{N}-CH_2-CH\overset{CH_2-CH_2}{\underset{O}{\quad}}C{=}O$$

R.	CH_3.			C_2H_5.			C_4H_9.			$CH_2\langle (CH_2)_2 (CH_2)_2 \rangle N$.		
X...	Cl.	Br.	I.	Cl.	Br.	I.	Cl.	Br.	I.	Cl.	Br.	I.
F...	199	138	108	*	136	101	*	*	*	*	150	86

(1) Hunt, *J. Pharm. Exp. Ther.*, 6, 1914, p. 477; 51, 1933, p. 237; 52, 1934, p. 61; S. Weiss et Ellis, *J. Pharm. Exp. Ther.*, 52, 1934, p. 113; H. Wispelaere, *Soc. Biol.*, 124, 1937, p. 276; Villaret, Justin-Besançon et Cachera, *Ann. de Médecine*, 32, 1932, p. 385.

(2) R. Rothstein et P. Gley, *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 1188.

Les points de fusion des produits marqués d'une astérisque dans la ligne F n'ont pu être déterminés à cause du caractère par trop hygroscopique de ces substances.

L'examen analytique de l'expérimentation pharmacodynamique du chlorure de triméthylamino γ-valérolactone peut se résumer ainsi :

a. Appareil cardiovasculaire. — L'expérimentation porte sur le Lapin anesthésié au somnifène. La pression artérielle diminue pour des doses de 0,1 mg administrées par voie intraveineuse. Cette chute est brutale et semble caractéristique. Le retour à la normale s'effectue rapidement. Cette diminution de la pression artérielle s'accroît avec des doses plus fortes, sans que cela soit linéairement proportionnel. Il existe parallèlement une action cardiaque caractérisée par une Tachycardie, d'autant plus accentuée que les doses administrées ont été plus élevées. L'atropine possède un effet inhibiteur sur la chute tensionnelle due à ce produit. Toutefois, pour des doses importantes, cette inhibition atropinique disparaît. Aux doses élevées, on remarque une inversion de l'action avec apparition d'effets hypertensifs.

b. Appareil neuromusculaire. — Le pouvoir curarisant a été recherché sur la Grenouille. Pour des doses faibles, inférieures à 0,5 mg, les phénomènes musculaires sont peu apparents. Par contre, ce produit est curarisant à doses élevées. Chez le Lapin, les divers muscles striés semblent touchés presque simultanément, la paralysie diaphragmatique ne succédant à l'atteinte des masses cervicales qu'après un laps de temps très court.

A la lumière de ces résultats, il semble permis de conclure que le chlorure de δ-triméthylamino γ-valérolactone conserve en partie les propriétés pharmacodynamiques du chlorure de β-méthylacétylcholine.

La séance est levée à 16 h 5 m.

R. C.

ERRATA.

—

(*Comptes rendus* du 13 octobre 1952.)

Note présentée le 21 juillet 1952, de M. *Robert Bouriquet*, Action de la mercaptoéthylamine et de la mercaptothiazoline sur quelques tissus végétaux cultivés *in vitro* :

Page 811, note (*) de bas de page, *au lieu de* Séance du 22 septembre 1952, *lire* Séance du 21 juillet 1952.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Ouvrages reçus pendant les séances d'octobre 1952.

Les Eucalyptus dans le Gharb (*Maroc occidental*), par H. Ménager, in *Revue internationale de Botanique appliquée*, 32e année, juillet-août 1952, nos 357-358. Paris, Muséum national d'histoire naturelle. Laboratoire d'agronomie coloniale; 1 fasc. 24 cm (présenté par M. Auguste Chevalier).

The relations between fellows of the Royal Society and french men of science when France and Britain were at war, by Gavin Rylands de Beer. Tirage à part des *Notes and Records of the Royal Society of London*. Vol. IX, no 2, 1952. Offert par la Royal Society aux membres de l'Académie des Sciences; 1 fasc. 25 cm.

Le Tabac, par Auguste Chevalier et H. F. Emmanuel in Collection *Que sais-je?* no 87. (Traduction en langue japonaise). Paris, Presses universitaires et Japon, Léon Prou, 1952; 1 vol. 17,5 cm.

Algues d'eau douce de la Guadeloupe et dépendances recueillies par la Mission P. Allorge en 1936, par Pierre Bourrelly et Émile Manguin. Préface de M. Roger Heim. Paris, Société d'édition d'enseignement supérieur, 1952; 1 vol. 25 cm.

Encyclopédie mycologique. XXI. *La description des champignons supérieurs*, par Marcel Josserand. Paris, Paul Lechevalier, 1952; 1 fasc. 25,5 cm.

Institut des Parcs nationaux du Congo belge. Exploration du Parc national Albert. Mission G. F. de Witte (1933-1935). Fasc. 78. *Psilidæ* (*Diptera cyclorrhapha*, par J. Verbeke (Zurich). Bruxelles, 1952; 1 fasc. 28 cm.

Id. — Exploration du Parc national de l'Upemba. Mission G. F. de Witte, en collaboration avec W. Adam, A. Janssens, L. van Meel et R. Verheyen (1946-1949). Fasc. 8: 1o *Plecoptera: Perlidæ*, par H. B. N. Hynes (Liverpool); 2o *Coleoptera: Histeridæ*, par J. Thérond (Nîmes); 3o Id. *Chrysomelidæ*, par P. Jolivet (Bruxelles); 4o Id. *Scolytoidea*, par R. E. Schedl (Lienz); 5o *Diptera: Bibionidæ and Dorilaidæ*, par D. E. Hardy (Honolulu, Hawaii). Fasc. 12: *Dolichopodidæ* (*Diptera brachycera orthorrhapha*), par P. Vanschuytbroeck (Bruxelles). Fasc. 13: *Pselaphidæ*, par R. Jeannel (Paris). Bruxelles, 1952; 3 fasc. 28 cm.

Sveriges geologiska Undersökning. Ser. C Nr 500. Tavla 1. *Markreaktionen hos skånska Jordar på Grundval av Svenska sockerfabriksaktiebolagets markundersökhingar* 1929-1934 (*omfattande samtliga belodlares åkermark*), repprättad av Olof Arrhenius. Stockholm, ab kartografiska Institutet, 1948; 1 carte 95 × 95 cm.

Institut international d'archéocivilisation. 2. *Forces culturelles de l'Europe unie. Étude réalisée par la Commission internationale de sociologie appliquée*, par ANDRÉ VARAGNAC, avec le concours de PIERRE DUCASSÉ, RENÉ DUMESNIL, ROMANO SILVAIN, RENÉ SUDRE et VEINSTEIN. Paris, 1952; 1 fasc. 10 cm.

Observatoire de Paris. Section d'astrophysique. *Catalogue général des orbites de comètes de l'an 466 à 1952*, par FERNAND BALDET et Mlle G. DE OBALDIA. Paris, Centre national de la recherche scientifique, 1952; 1 fasc. 27 cm (présenté par M. A. Danjon).

Traité de tectonique, par JEAN GOGUEL. Paris, Masson, 1952; 1 vol. 26,5 cm. (présenté par M. Ch. Jacob).

Faune de l'Union française (Ancienne faune de l'Empire français). XIV. *Diptères phlébotomes de la Guyane et des Antilles françaises*, par HERVÉ FLOCH et ÉMILE ABONNENC. Paris, Office de la recherche scientifique Outre-Mer, 1952; 1 vol. 28,5 cm (présenté par M. L. Fage).

Traité de paléontologie. T. II. *Problèmes d'adaptation et de phylogénèse. Brachiopodes. Chétognathes. Annélides. Géphyriens. Mollusques.* Ouvrage publié sous la direction de JEAN PIVETEAU. Paris, Masson, 1952 ; 1 vol. 24,5 cm (présenté par M. Ch. Jacob).